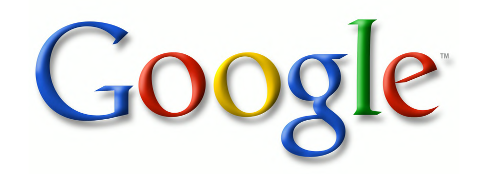


This is a digital copy of a book that was preserved for generations on library shelves before it was carefully scanned by Google as part of a project to make the world's books discoverable online.

It has survived long enough for the copyright to expire and the book to enter the public domain. A public domain book is one that was never subject to copyright or whose legal copyright term has expired. Whether a book is in the public domain may vary country to country. Public domain books are our gateways to the past, representing a wealth of history, culture and knowledge that's often difficult to discover.

Marks, notations and other marginalia present in the original volume will appear in this file - a reminder of this book's long journey from the publisher to a library and finally to you.

Usage guidelines

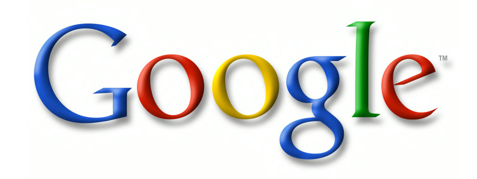
Google is proud to partner with libraries to digitize public domain materials and make them widely accessible. Public domain books belong to the public and we are merely their custodians. Nevertheless, this work is expensive, so in order to keep providing this resource, we have taken steps to prevent abuse by commercial parties, including placing technical restrictions on automated querying.

We also ask that you:

+ *Make non-commercial use of the files* We designed Google Book Search for use by individuals, and we request that you use these files for personal, non-commercial purposes.
+ *Refrain from automated querying* Do not send automated queries of any sort to Google's system: If you are conducting research on machine translation, optical character recognition or other areas where access to a large amount of text is helpful, please contact us. We encourage the use of public domain materials for these purposes and may be able to help.
+ *Maintain attribution* The Google "watermark" you see on each file is essential for informing people about this project and helping them find additional materials through Google Book Search. Please do not remove it.
+ *Keep it legal* Whatever your use, remember that you are responsible for ensuring that what you are doing is legal. Do not assume that just because we believe a book is in the public domain for users in the United States, that the work is also in the public domain for users in other countries. Whether a book is still in copyright varies from country to country, and we can't offer guidance on whether any specific use of any specific book is allowed. Please do not assume that a book's appearance in Google Book Search means it can be used in any manner anywhere in the world. Copyright infringement liability can be quite severe.

About Google Book Search

Google's mission is to organize the world's information and to make it universally accessible and useful. Google Book Search helps readers discover the world's books while helping authors and publishers reach new audiences. You can search through the full text of this book on the web at http://books.google.com/



A propos de ce livre

Ceci est une copie numérique d'un ouvrage conservé depuis des générations dans les rayonnages d'une bibliothèque avant d'être numérisé avec précaution par Google dans le cadre d'un projet visant à permettre aux internautes de découvrir l'ensemble du patrimoine littéraire mondial en ligne.

Ce livre étant relativement ancien, il n'est plus protégé par la loi sur les droits d'auteur et appartient à présent au domaine public. L'expression "appartenir au domaine public" signifie que le livre en question n'a jamais été soumis aux droits d'auteur ou que ses droits légaux sont arrivés à expiration. Les conditions requises pour qu'un livre tombe dans le domaine public peuvent varier d'un pays à l'autre. Les livres libres de droit sont autant de liens avec le passé. Ils sont les témoins de la richesse de notre histoire, de notre patrimoine culturel et de la connaissance humaine et sont trop souvent difficilement accessibles au public.

Les notes de bas de page et autres annotations en marge du texte présentes dans le volume original sont reprises dans ce fichier, comme un souvenir du long chemin parcouru par l'ouvrage depuis la maison d'édition en passant par la bibliothèque pour finalement se retrouver entre vos mains.

Consignes d'utilisation

Google est fier de travailler en partenariat avec des bibliothèques à la numérisation des ouvrages appartenant au domaine public et de les rendre ainsi accessibles à tous. Ces livres sont en effet la propriété de tous et de toutes et nous sommes tout simplement les gardiens de ce patrimoine. Il s'agit toutefois d'un projet coûteux. Par conséquent et en vue de poursuivre la diffusion de ces ressources inépuisables, nous avons pris les dispositions nécessaires afin de prévenir les éventuels abus auxquels pourraient se livrer des sites marchands tiers, notamment en instaurant des contraintes techniques relatives aux requêtes automatisées.

Nous vous demandons également de:

+ *Ne pas utiliser les fichiers à des fins commerciales* Nous avons conçu le programme Google Recherche de Livres à l'usage des particuliers. Nous vous demandons donc d'utiliser uniquement ces fichiers à des fins personnelles. Ils ne sauraient en effet être employés dans un quelconque but commercial.
+ *Ne pas procéder à des requêtes automatisées* N'envoyez aucune requête automatisée quelle qu'elle soit au système Google. Si vous effectuez des recherches concernant les logiciels de traduction, la reconnaissance optique de caractères ou tout autre domaine nécessitant de disposer d'importantes quantités de texte, n'hésitez pas à nous contacter. Nous encourageons pour la réalisation de ce type de travaux l'utilisation des ouvrages et documents appartenant au domaine public et serions heureux de vous être utile.
+ *Ne pas supprimer l'attribution* Le filigrane Google contenu dans chaque fichier est indispensable pour informer les internautes de notre projet et leur permettre d'accéder à davantage de documents par l'intermédiaire du Programme Google Recherche de Livres. Ne le supprimez en aucun cas.
+ *Rester dans la légalité* Quelle que soit l'utilisation que vous comptez faire des fichiers, n'oubliez pas qu'il est de votre responsabilité de veiller à respecter la loi. Si un ouvrage appartient au domaine public américain, n'en déduisez pas pour autant qu'il en va de même dans les autres pays. La durée légale des droits d'auteur d'un livre varie d'un pays à l'autre. Nous ne sommes donc pas en mesure de répertorier les ouvrages dont l'utilisation est autorisée et ceux dont elle ne l'est pas. Ne croyez pas que le simple fait d'afficher un livre sur Google Recherche de Livres signifie que celui-ci peut être utilisé de quelque façon que ce soit dans le monde entier. La condamnation à laquelle vous vous exposeriez en cas de violation des droits d'auteur peut être sévère.

À propos du service Google Recherche de Livres

En favorisant la recherche et l'accès à un nombre croissant de livres disponibles dans de nombreuses langues, dont le français, Google souhaite contribuer à promouvoir la diversité culturelle grâce à Google Recherche de Livres. En effet, le Programme Google Recherche de Livres permet aux internautes de découvrir le patrimoine littéraire mondial, tout en aidant les auteurs et les éditeurs à élargir leur public. Vous pouvez effectuer des recherches en ligne dans le texte intégral de cet ouvrage à l'adresse `http://books.google.com`



Pupies
3 vols. in 1
$ 2.50

ENG
QC21
L23
1837
v.1/3
TIMOSHENKO
COLL.

ENGINEERING LIBRARY

Correa Moylan Walsh
Bergamo [illegible] 1924

COURS
DE PHYSIQUE
DE
L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE.

COURS
DE PHYSIQUE

DE

L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE,

Par G. Lamé,

INGÉNIEUR DES MINES, PROFESSEUR A L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE.

TOME PREMIER.

PROPRIÉTÉS GÉNÉRALES DES CORPS. — THÉORIE PHYSIQUE DE LA CHALEUR.

BRUXELLES,

MELINE, CANS ET COMPAGNIE.

LIBRAIRIE, IMPRIMERIE, FONDERIE.

1837.



Le seul objet de ce Cours est d'offrir le résumé des leçons de physique faites à l'École Polytechnique. Il se distingue, par le titre et la forme, d'un traité complet, qui, considérant la science dans toute son étendue, devrait comprendre l'histoire de ses découvertes, de ses applications, et citer tous les savants dont les travaux ont plus ou moins accéléré ses progrès.

Il s'agissait de renfermer dans un cadre très-limité l'exposé des phénomènes principaux et des lois fondamentales de la physique, de telle sorte que des élèves destinés à diriger des constructions et l'emploi des matériaux, ou à travailler aux progrès des arts mécaniques et chimiques, pussent y trouver des notions indispensables pour leurs autres études, et les connaissances nécessaires à leurs missions futures. Ce but spécial paraît avoir été parfaitement compris par les deux savants illustres qui ont successivement professé la physique à l'École Polytechnique, et dont les travaux ont si puissamment contribué à l'étendre et en même temps à la simplifier.

MM. Petit et Dulong ont constamment cherché à dégager l'enseignement de ces théories incertaines et métaphysiques, de ces hypothèses vagues et désormais stériles, qui composaient presque toute la science avant que l'art de l'expérience fût assez perfectionné pour lui servir de guide certain. Leurs admirables travaux sur la thermométrie et les lois du refroidissement, ont complétement reconstruit la théorie physique de la chaleur, en créant des instruments précis et comparables, et en présentant une base irrécusable aux raisonnements mathématiques. Il sont ainsi parvenus, dans un ordre de recherches incomparablement plus difficile que tout autre, à des lois générales, qui par leur certitude et leur fécondité ne le cèdent en rien aux plus belles lois de l'acoustique et de la lumière, dont la découverte est due en grande partie à la perfection de nos organes, et à la précision géométrique des instruments dont ils empruntent le secours. On pouvait concevoir dès lors qu'il serait possible un jour de faire consister l'enseignement de la physique dans le seul exposé des procédés d'expérience et d'observation conduisant aux lois des phénomènes naturels, sans qu'il fût nécessaire d'énoncer aucune hypothèse prématurée, et souvent nuisible, sur la cause primitive de ces phénomènes. C'est à cet état positif et rationnel qu'il importe de ramener la science.

Tels paraissent avoir été l'objet pratique et le caractère philosophique des cours que MM. Petit et Dulong ont faits à l'École Polytechnique. Chargé depuis trois ans d'occuper la chaire illustrée par ces deux savants professeurs, ce n'est qu'en essayant de reproduire leurs leçons que j'ai pu remplir la tâche difficile qui m'était confiée. Convaincu que le mode de leur enseignement est le seul qui convienne à l'avenir de la science, j'ai cherché à m'en rapprocher le plus qu'il m'a été possible. Le cours que je publie aujourd'hui n'est donc qu'une œuvre d'imitation, et son but sera atteint si je ne me suis pas trop éloigné des modèles que je voulais suivre.

COURS

DE PHYSIQUE.

PREMIÈRE LEÇON.

Sciences physiques. — But et progrès de la Physique. — Propriétés générales des corps. — Étendue. Mesure des longueurs. — Impénétrabilité. Porosité. — Divisibilité. — Mobilité. Inertie. — Forces. Équilibre.

1. La Physique, considérée sous un point de vue général, embrasse l'étude de la nature entière, c'est-à-dire la description des êtres et des corps, leurs propriétés différentes ou semblables, leurs actions réciproques, enfin tous les phénomènes qu'ils présentent, et les lois qui régissent ces phénomènes. Mais l'accumulation des connaissances que l'homme a acquises sur ces objets divers, et principalement l'inégalité de leurs progrès, ont nécessité le partage de la Physique générale en plusieurs sciences.

Il importait surtout d'en séparer l'étude des êtres organisés, qui restera presque réduite à des travaux de description et de classification tant que les lois de la Physique inorganique ne seront pas complétement connues. Cette étude comprend : la Zoologie et la Botanique, qui s'occupent de classer les êtres ; l'Anatomie, qui les décrit et les compare ; enfin la Physiologie, qui cherche à définir les différentes parties d'un être organisé et les modifications que leur font éprouver les agents extérieurs.

La Physique générale, ainsi réduite à l'étude des phénomènes *indépendants* du principe de la vie, a éprouvé une autre simplification par la séparation des phénomènes célestes, qui forment une science à part. Il est bon de remarquer à ce sujet, que si le premier partage était motivé sur la lenteur inévitable des progrès de la

Lois physiques.

3. Un phénomène est un changement quelconque survenu dans l'état d'un corps; c'est un mouvement ou l'effet d'un mouvement dont il faut trouver la cause. Pour y parvenir, le physicien cherche d'abord à découvrir les lois que suivent les phénomènes, c'est-à-dire les relations constantes qui existent entre les causes et leurs effets, ou plus généralement entre deux éléments de nature différente. Telles sont, par exemple, les lois suivantes : des corps pesants tombant de la même hauteur, acquièrent une même vitesse; le volume d'un gaz est en raison inverse de la pression qu'il supporte; des volumes égaux de différents gaz simples à la même pression, étant comprimés de la même fraction de leur volume, dégagent la même quantité de chaleur; etc.

Expérience et observation.

4. Il n'est pas toujours aisé de distinguer les lois des phénomènes, car ils sont le résultat d'une complication plus ou moins grande des effets simultanés de plusieurs forces naturelles. Il faut savoir discerner dans l'effet général la part qui est due à la cause ou à la force particulière que l'on veut étudier. L'*art de l'expérience*, qui consiste à isoler autant que possible chaque couple de force et d'effet, est alors d'un puissant secours au physicien. L'*observation*, qui consiste à étudier les phénomènes, tels qu'ils se présentent naturellement et avec toute leur complication, conduit plus rarement à la connaissance des lois qui régissent ces phénomènes. Mais il y a bien des circonstances où l'observation est le seul guide que le physicien ait à sa disposition. Quelquefois, à défaut de l'expérience, on peut recourir à l'*analogie*, pour en tirer des inductions plus ou moins probables sur l'identité des causes; mais on n'obtient pas de cette manière des résultats aussi précis.

Théories physiques.

5. Lorsque les lois trouvées empiriquement peuvent être traduites en nombres, on y applique le calcul, et l'analyse mathématique donne toutes les conséquences qui peuvent dériver de ces lois, supposées réelles. La concordance entre les résultats déduits de l'analyse et ceux fournis par l'expérience et l'observation, est un indice en faveur de la loi soupçonnée; mais ce n'est qu'après avoir fait ainsi un grand nombre de vérifications, qu'on peut la regarder comme exacte. L'énoncé de cette loi et le développement rationnel de toutes ses conséquences, constituent alors l'explication des phénomènes qui en dépendent, et cette explication prend le nom de *théorie*. En général, on doit entendre par *théorie physique* l'ensemble des lois au moyen desquelles on parvient à expliquer la dépendance qui existe entre les effets et les causes d'une certaine classe de phénomènes.

6. Mais on conçoit que toutes les lois qui composent une théorie physique puissent n'être que les corollaires d'une loi unique ; or la découverte de cette loi ne peut être que l'œuvre du raisonnement, et c'est ici que l'analyse mathématique devient indispensable. En partant d'une des hypothèses particulières sur la cause générale, auxquelles la connaissance de tous les phénomènes semble conduire, le géomètre traduit cette hypothèse en langage algébrique. Les formules analytiques résultant de cette traduction doivent d'abord comprendre exactement toutes les lois empiriques indiquées par l'expérience. Mais cette première épreuve ne suffit pas. Si l'hypothèse posée est la cause réelle de la classe de phénomènes qu'on a en vue, elle doit non-seulement expliquer tous les faits connus, mais encore en indiquer d'autres que le physicien n'aurait pas aperçus ; et si ces faits nouveaux indiqués par la théorie mathématique sont nombreux, s'ils sont complétement vérifiés par l'expérience, il en résultera des preuves irrécusables de la réalité de l'hypothèse qui aura servi de point de départ. Cette seconde épreuve est seule décisive. Physique mathématique.

Les géomètres se sont occupés depuis longtemps de ce genre de recherches, et la Physique mathématique, dont nous nous contenterons par la suite d'énoncer les principaux résultats, possède déjà d'importantes théories. Plusieurs, telles que la théorie analytique de la Chaleur, celle des corps élastiques et des phénomènes capillaires, la théorie de l'Électricité statique à la surface des corps conducteurs, celle de l'Électro-Dynamique, et même la théorie mathématique de l'ancien Magnétisme, n'embrassent, il est vrai, qu'une faible partie des phénomènes d'une même classe. Mais, d'après la concordance de leurs résultats et des faits plus ou moins restreints qu'elles envisagent, on doit penser qu'elles s'encadreront dans les théories mathématiques complètes, comme autant de chapitres terminés d'avance; il est probable qu'elles n'exigeront alors que des changements de définition des quantités variables qu'elles emploient, ou que leurs calculs devront seulement être poussés plus loin, afin de rendre compte de l'influence de certaines causes perturbatrices.

La Physique comprend actuellement quatre parties principales, savoir : l'exposé des propriétés générales de la matière, et l'étude des phénomènes qui dépendent de la Chaleur, de l'Électricité et de la Lumière. Tel est l'ordre que nous suivrons pour développer ces différentes théories.

On distingue deux classes de propriétés générales des corps : celles

qui appartiennent nécessairement à toute espèce de matière, et celles qui ne paraissent pas essentielles à son existence. Les propriétés essentielles se bornent à deux : l'étendue et l'impénétrabilité.

Étendue. 7. L'étendue est la propriété dont jouit tout corps d'occuper une certaine partie de l'espace ou un certain volume. Lorsque ce volume est compris sous des formes géométriques, on peut l'évaluer au moyen de certaines longueurs que l'on considère dans la configuration extérieure du corps. Mais si ce volume n'est pas terminé par des surfaces susceptibles d'une définition simple, on ne parviendrait à l'évaluer que très-imparfaitement par des considérations géométriques; il faut alors avoir recours aux procédés que la Physique enseigne.

Il est souvent nécessaire de mesurer une dimension d'un corps, soit qu'on veuille l'employer à l'évaluation de son volume, soit qu'on se propose tout autre objet. L'opération consiste à porter sur la longueur que l'on veut mesurer, l'unité linéaire autant de fois qu'elle peut y être contenue. Mais, à moins que cette unité n'y soit comprise un nombre exact de fois, ce qui est infiniment rare, il faut ou négliger la fraction restante, ou subdiviser l'unité pour apprécier cette fraction. Aussi a-t-on divisé le mètre en décimètres, centimètres et millimètres; mais ce mode de subdivision décimale ne saurait être poussé plus loin, parce qu'alors la largeur nécessaire du trait qui doit marquer la division dépasserait celle des subdivisions elles-mêmes. Il faut donc employer un moyen plus précis que celui qui vient d'être décrit, si l'on veut évaluer, à moins d'une fraction donnée de millimètre, la longueur proposée, qui doit être regardée comme incommensurable avec l'unité linéaire, puisque le contraire n'est que l'effet d'un très-grand hasard.

Vernier. 8. Voici le moyen le plus fréquemment employé; il peut donner la longueur cherchée, à moins d'un cinquantième de millimètre, quand ce degré de précision est jugé suffisant. Supposons que la règle qui sert à mesurer les longueurs soit divisée en millimètres, et que l'on porte sur une autre règle 9 millimètres, dont on divisera

Fig. 1. l'ensemble en 10 parties égales. Chacune des divisions de cette nouvelle règle sera de $\frac{9}{10}$ de millimètre. Si donc on porte la petite règle sur la grande, de manière que deux de leurs traits de division coïncident en A, il n'y aura de nouveau coïncidence qu'à la neuvième division de la grande règle, à partir de A. Les traits intermédiaires seront en avant de ceux du même ordre sur la petite règle,

le premier de $\frac{1}{10}$ de millimètre, le second de $\frac{2}{10}$ de millimètre, etc. Enfin, le n^e trait de division intermédiaire de la grande régle sera écarté du n^e trait de la petite, de n dixièmes de millimètre.

On conçoit facilement, d'après cela, que pour évaluer une longueur donnée à un dixième de millimètre près, il suffira de porter la grande régle sur cette longueur, ce qui donnera d'abord le nombre entier N de millimètres qu'elle contient; de placer ensuite le zéro de la petite régle à l'extrémité même de la longueur proposée, et de compter enfin le nombre n de ses divisions qui sépare ce point de celui où l'un de ses traits paraît coïncider avec un des traits de la grande règle. La longueur cherchée sera alors $\left(N+\frac{n}{10}\right)$ millimètres, à moins d'un dixième de millimètre d'erreur. La petite règle dont il s'agit porte le nom de *Vernier*.

Si au lieu de 9 millimètres, portés primitivement sur le vernier, *on en portait 19, 29, 39* ou 49, et qu'on divisât leur ensemble en 20, 30, 40 ou 50 parties égales, on pourrait mesurer des longueurs à moins de $\frac{1}{20}$, $\frac{1}{30}$, $\frac{1}{40}$, ou $\frac{1}{50}$ de millimètre près. Mais cette diminution de l'erreur à négliger a une limite physique : car les traits ayant une certaine largeur, il arriverait que plusieurs traits successifs du vernier se confondraient avec ceux de la règle, ce qui empêcherait de distinguer la véritable coïncidence. La fraction de millimètre qui indique l'approximation ne saurait donc être moindre que la largeur des traits; c'est pour cela qu'on ne peut, en général, pousser cette approximation, dans la mesure des longueurs au moyen du vernier, au-dessous d'un cinquantième de millimètre. Cette limite dépend au reste de l'habileté du constructeur: quelques artistes peuvent aujourd'hui tracer 100 traits de division, égaux et distincts, dans l'épaisseur d'un millimètre; un d'eux était même parvenu à porter ce nombre à 400.

9. Lorsqu'on a pour objet d'apprécier la différence de deux longueurs qui passent pour être égales, de deux mètres étalons, par exemple, on peut employer le *Comparateur*, dont la précision est beaucoup plus grande que celle du vernier. La pièce principale de cet instrument est un levier coudé à branches inégales, dont la position est horizontale, et qui est mobile sans aucun ballottement autour d'un axe vertical. La longue branche est dix fois plus grande que l'autre; son extrémité libre se meut au-dessus d'un petit arc fixe, divisé en cinquièmes et dixièmes de millimètre; elle porte elle-même une petite plaque divisée, faisant fonction de vernier par rapport à l'arc immobile. La règle à comparer, couchée hori-

Comparateur.

Fig. 2.

zontalement, est butée contre un obstacle fixe qu'on nomme *talon*, et son autre extrémité touche une petite pièce mobile dans une coulisse, et aboutissant normalement à l'extrémité du petit bras de levier; une lame de ressort qui presse la longue branche, établit toujours le contact de la petite avec la pièce mobile. On examine alors avec une loupe le trait de division de l'arc fixe, pour lequel il y a coïncidence avec un des traits du vernier. Une autre règle substituée à la première, dont elle doit différer très-peu, occasionnera un petit déplacement du vernier, que l'on évaluera facilement en cherchant de nouveau les traits de division qui coïncident. En divisant le déplacement trouvé par 10, ou par le rapport des deux bras du levier, on aura la différence des deux règles comparées. On pourra donc ainsi estimer facilement une différence de longueur d'un cinq-centième de millimètre.

Vis micrométriques. 10. On emploie très-fréquemment la *vis* pour mesurer des longueurs et pour les diviser en parties égales; c'est le moyen le plus parfait que l'on connaisse. Lorsqu'une vis est bien exécutée, le *pas* a précisément la même longueur dans toute son étendue; si l'on tourne cette vis d'un tour entier, on fait avancer l'écrou de la longueur du pas; mais si l'on adapte à la tête de la vis une plaque circulaire dont le bord soit divisé en 400 parties égales, on pourra la faire mouvoir de $\frac{1}{400}$ de tour, relativement à un plan méridien fixe, et conséquemment faire avancer l'écrou de $\frac{1}{400}$ de la longueur du pas. Or on construit maintenant des vis dont le pas régulier n'a qu'un millimètre; on pourra donc par ce moyen faire marcher un écrou de un quatre-centième de millimètre, et évaluer des longueurs avec cette limite d'approximation.

Machine à diviser. 11. C'est ainsi que l'on trace les divisions sur les règles et les verniers : l'écrou faisant marcher la longueur à diviser, le style qui creuse les traits reste constamment dans un plan fixe, perpendiculaire à l'axe de la vis; ou bien les objets à diviser restent fixes, (Fig. 3.) c'est l'écrou mobile qui porte le style. Les instruments fondés sur ce principe portent le nom de *machines à diviser*; on donne particulièrement celui de *vis micrométriques* à celles dont on se sert pour évaluer des longueurs ou des épaisseurs.

Sphéromètre. 12. Pour mesurer l'épaisseur d'un corps, on peut se servir du *Sphéromètre*, instrument imaginé par M. Cauchoix. Il se compose d'un écrou fixe, porté sur trois pointes dont le plan est perpendiculaire à l'axe de la vis; celle-ci a une tête circulaire divisée en (Fig. 4.) 400 ou 500 parties égales. On place cet instrument sur un plan horizontal : il reste alors en équilibre stable sur ses trois pieds;

mais si l'on fait tourner la vis de manière à abaisser son extrémité inférieure au-dessous du plan des trois pointes, l'équilibre est rompu, et l'instrument ballotte à la moindre secousse. En faisant tourner la vis dans un sens ou dans l'autre, on parvient aisément à mettre son extrémité dans le plan même des trois pointes ; elle doit alors toucher la plaque parfaitement plane sur laquelle l'instrument est placé, sans que celui-ci puisse faire entendre le moindre ballottement. On détermine alors le trait de division du cadran qui aboutit à une ligne verticale tracée sur une règle graduée et fixée à l'écrou. On remonte ensuite la vis, afin de placer dessous l'objet dont on veut mesurer l'épaisseur; on la tourne de nouveau pour abaisser son extrémité inférieure jusqu'au contact du corps soumis à l'épreuve, sans ballottement de l'appareil. On observe encore le trait de division du cadran qui coïncide avec la ligne verticale fixe. Le nombre et la *fraction de* tours que la vis doit faire pour passer du premier contact au second, donnent, en fraction du pas, dont la longueur est connue, l'épaisseur du corps proposé.

13. La seconde propriété générale de la matière, essentielle à son existence, est l'impénétrabilité, qui s'oppose à ce que tout autre corps puisse pénétrer dans le lieu qu'elle occupe. Il y a des corps dont le mélange paraît occuper un volume moindre que la somme de leurs volumes primitifs, ce qui semblerait indiquer une pénétration. Par exemple, dans un tube long et étroit, fermé par un bout, on verse d'abord de l'eau, puis on le remplit avec de l'alcool; bouchant ensuite ce tube avec le doigt, on le retourne à plusieurs reprises pour opérer le mélange des deux liquides, et l'on remarque une diminution très-sensible du volume total. Mais ce fait et d'autres faits semblables, ne prouvent pas que la matière soit pénétrable; ils résultent de ce que les corps sont réellement formés de parties matérielles qui ne se touchent pas, et dont les intervalles peuvent être occupés par d'autre matière. La dilatation des corps par la chaleur, et l'augmentation considérable de volume qu'une matière liquide paraît subir lorsqu'elle se transforme en fluide élastique, prouvent que les corps sont ainsi composés. Impénétrabilité.

14. Outre les deux propriétés générales que nous avons énoncées, les corps en possèdent d'autres, mais qui ne leur sont pas tellement essentielles qu'on ne puisse les en concevoir dépourvus. Telle est la *Porosité*; car, outre les faits qui viennent d'être cités, il en est d'autres qui démontrent plus directement encore que les corps de la nature sont composés de parties non contiguës, laissant entre elles des intervalles plus ou moins apparents. Ainsi une peau Porosité.

laisse échapper par ses pores du mercure qu'elle contient, lorsqu'on la comprime suffisamment. On peut, par la pression ou par tout autre moyen, manifester l'existence de l'eau dans les pores de certains bois. Les substances minérales elles-mêmes, dont la constitution paraît si différente de celle des corps organisés, ont des pores : on distingue à la vue simple ceux de la pierre meulière, de la pierre ponce, de la pierre à filtrer. Lorsqu'on plonge dans l'eau une pierre connue sous le nom d'*hydrophane*, on voit se dégager en bulles l'air qu'elle contenait, et que l'eau remplace dans des cavités invisibles, en sorte que le poids de l'hydrophane se trouve augmenté. Un grand nombre de pierres de construction éclatent ou se fendillent à l'époque des grands froids, par la congélation de l'eau dont elles sont imbibées. Le fer doux ou pur se laisse pénétrer par le carbone dans les fours à cémentation, et devient acier.

Divisibilité. 15. La Divisibilité, ou la propriété dont jouissent tous les corps de pouvoir être subdivisés en parties très-petites, est encore regardée comme une propriété générale, mais non essentielle, de la matière. On peut donner un très-grand nombre d'exemples de divisibilité. Un grain de carmin, quantité de matière colorante à peine visible, communique sa couleur à une quantité d'eau dix millions de fois plus grande, et peut par conséquent se diviser en plus de dix millions de parties. L'or et l'argent ont une ductilité telle, qu'ils peuvent être réduits en feuilles assez minces pour que cinquante pouces carrés ne pèsent pas un grain, et l'on peut cependant concevoir ces feuilles partagées en un très-grand nombre de petites parties. Dans le tirage à la filière, on est parvenu à obtenir, avec une partie d'or de la grosseur d'un dé à jouer, un fil d'argent d'une longueur de cent lieues, doré dans toute sa longueur; en aplatissant ce fil, on en fait un ruban recouvert d'or sur toute sa surface, et qu'on peut couper en quatre lanières de même longueur; on peut ensuite diviser ces lanières en dixièmes de millimètre, ce qui donne trente-deux milliards de parties d'or visibles, en comptant les deux faces de chaque parcelle.

Mais tous ces exemples ne sont pas comparables à la divisibilité de la matière qu'on observe dans les animaux microscopiques, trop petits pour être aperçus à l'œil nu, et dont on ignorerait l'existence sans la découverte de certains instruments d'optique; et cependant il faut concevoir que ces animaux se nourrissent et qu'ils ont conséquemment des organes. Enfin, ce qui est au-dessus de toute comparaison, c'est la divisibilité des substances odorantes : une très-petite portion de musc peut fournir des par-

ticules odorantes à l'air qui se renouvelle autour d'elle pendant plusieurs années ; il est évident que si l'on pouvait isoler une de ces particules, elle serait plus petite que ce qui peut être soumis à notre observation.

16. La divisibilité des corps peut donc être poussée assez loin pour que les dernières parties qui en résultent, échappent à nos sens. Cette division peut-elle être indéfinie? C'est ce que l'on ne saurait admettre : car les propriétés chimiques des particules seraient nécessairement altérées par des changements survenus dans leur forme et leur grosseur; or, de ce que l'on ne remarque jamais aucune altération dans ces propriétés, on peut conclure qu'il y a certaines dimensions de la matière au-dessous desquelles il est impossible de la réduire. Atomes indivisibles.

On ignorera peut-être toujours les dimensions absolues des atomes matériels *indivisibles*; cependant on pourra dire, dans *certaines circonstances*, qu'il y a autant de ces particules dans un poids donné d'une certaine substance, que dans un autre poids d'une autre espèce de matière. Par exemple, il est très-probable que deux volumes égaux d'oxigène et d'hydrogène, soumis à la même *pression*, contiennent le même nombre de molécules, et que les masses ou les poids des atomes indivisibles de ces deux espèces de matière, sont entre eux comme 16 est à 1. On est obligé d'admettre en Chimie qu'il existe des rapports invariables entre les masses des atomes ou dernières particules des corps; cette science fournit même les moyens de déterminer les valeurs numériques de ces rapports.

17. La Mobilité et l'Inertie sont encore deux propriétés générales des corps, corrélatives l'une de l'autre. On entend par la première, qu'un corps peut être en mouvement ou en repos; par la seconde, que lorsqu'il passe de l'un à l'autre de ces états, ce changement est l'effet d'une cause étrangère, et ne peut jamais être produit par la matière elle-même. Le Mouvement est l'état d'un corps qui occupe successivement des lieux différents dans l'espace; il peut être absolu ou relatif. Lorsqu'un système de corps se meut de telle manière que ses différentes parties restent aux mêmes distances, ces parties sont en repos relativement les unes aux autres; mais le système a un mouvement *absolu*. Si le mouvement est partagé par l'observateur, et si les points réellement fixes sont très-éloignés de lui, le système lui semble immobile; et lorsque quelques-uns des corps changent de distance, il ne juge que de leurs mouvements *relatifs*, comme s'il faisait abstraction du mouvement commun. Mobilité.

Il n'y a pas de repos absolu dans la nature. Tous les corps, à la surface de la terre, sont animés d'un mouvement de rotation autour de son axe; ce mouvement se combine avec un autre beaucoup plus rapide, celui de translation autour du soleil; et le soleil lui-même n'est pas immobile, il est emporté dans l'espace, ainsi que son système planétaire, avec une vitesse au moins égale à celle de la terre dans son orbite. Tous les mouvements que nous aurons l'occasion d'étudier ne seront donc que relatifs; mais tout ce que l'on pourra conclure à leur égard leur serait applicable s'ils étaient absolus.

Inertie. 18. L'Inertie est une propriété évidente dans les corps en repos. On ne la conçoit pas aussi facilement dans les corps en mouvement, car beaucoup de faits tendent à faire croire que le mouvement d'un corps ne peut persister; mais en étudiant avec soin les mouvements qui s'opèrent à la surface de la terre, on reconnaît que les retards et les destructions qu'ils éprouvent sont dus à certains obstacles; et l'on acquiert la conviction qu'ils continueraient d'exister, si ces obstacles pouvaient être écartés. Une des causes qui s'opposent à la durée du mouvement est le frottement; on peut diminuer de plus en plus son influence en polissant les surfaces des corps frottants, et l'on voit alors le mouvement durer plus longtemps; mais on ne peut détruire entièrement cet obstacle. Une autre cause retardatrice est la présence, dans l'espace où les corps se meuvent, d'un fluide qui doit être déplacé aux dépens des quantités de mouvement imprimées à ces corps. Il paraîtrait que les corps célestes se meuvent dans un milieu qui n'offre pas de résistance, puisqu'on n'a remarqué aucune altération dans les lois de leurs vitesses, depuis les plus anciennes observations astronomiques dont on ait conservé la tradition; quoi qu'il en soit, la persistance de ces lois peut être considérée comme une preuve de l'inertie des corps en mouvement.

Équilibre. 19. On donne le nom de *force* à toute cause qui peut faire passer un corps de l'état de repos à celui de mouvement, ou produire l'effet inverse. Lorsqu'un corps, quoique sollicité par plusieurs forces, reste cependant en repos, on dit que ce corps est en équilibre. On conçoit que le repos du corps, dans ces circonstances, exige que les intensités des forces, leurs directions et leurs points d'application satisfassent à de certaines conditions. La *Statique*, dont la connaissance est supposée dans le cours de Physique actuel, a pour objet de rechercher les relations nécessaires à l'équilibre. En partant de l'axiome que deux forces sont égales

lorsqu'elles maintiennent au repos un point matériel, qu'elles sollicitent dans deux sens opposés, et en admettant que les distances qui séparent les différentes parties d'un corps, restent invariables, quelles que soient les forces qui lui sont appliquées, les données de la statique peuvent toutes être représentées par des lignes et des points. Les questions que cette science se propose ne sont alors que des problèmes de pure géométrie, et leurs solutions ont toute la rigueur des démonstrations mathématiques. Mais il ne faut pas perdre de vue qu'elles reposent sur le principe abstrait de l'invariabilité de forme des corps solides, sous l'action des forces; or il n'en est pas ainsi dans la nature, et il peut exister telles circonstances où les changements de forme des corps sollicités produiraient des états d'équilibre que la Statique géométrique ne saurait prévoir, ou qu'elle n'étudierait que très-imparfaitement.

20. La *Mécanique, ou la science du mouvement*, s'occupe de deux genres de questions : celles où l'on se donne des forces pour chercher les lois des mouvements qu'elles doivent produire; et celles où, connaissant les mouvements produits, il s'agit de découvrir les forces auxquelles on peut les attribuer. Ces problèmes généraux peuvent être traités rationnellement, en partant de deux principes empruntés à l'expérience, savoir : l'inertie et la proportionnalité des forces aux vitesses (§ 23). Toutes les lois du mouvement se déduisent en effet de ces deux principes, considérés comme des axiomes soit par le raisonnement, soit par l'analyse mathématique. Nous ne citerons de la Mécanique rationnelle, qui est l'objet d'un autre Cours, que quelques propositions indispensables pour l'étude de la Physique. Mécanique.

Les propriétés générales que nous venons de parcourir pouvaient être facilement définies. Mais les corps jouissent encore d'autres propriétés, moins évidentes ou plus cachées, qu'il n'est possible de concevoir d'une manière complète qu'après avoir passé en revue tous les phénomènes qu'elles occasionnent, soit pour constater leur existence, soit pour rendre compte des anomalies qu'elles présentent, ou des modifications qu'elles subissent, lorsqu'on les étudie successivement dans différents corps. Telles sont : la Pesanteur et l'Attraction, la Compressibilité et l'Élasticité. On peut considérer les leçons suivantes comme ayant pour but principal de démontrer que *tous* les corps sont pesants et s'attirent mutuellement, qu'ils sont *tous* compressibles et élastiques.

DEUXIÈME LEÇON.

Mouvements uniformes. — Forces. Masses. Vitesses. — Mouvements variés. — Force centrifuge. — Pesanteur. Machine d'Atwood. Pendule. — Poids et densités.

Mouvements uniformes.

21. Une force peut agir sur un corps, ou dans un instant inappréciable, ou constamment et d'une manière continue. Dans le premier cas, la force est dite *instantanée ;* elle communique alors au mobile un genre de mouvement que l'on appelle *uniforme*, et qui est tel, que le corps parcourt toujours le même espace dans le même temps. On donne le nom de *vitesse* au rapport de l'espace parcouru divisé par le temps employé, ou, en d'autres termes, à l'espace parcouru dans l'unité de temps, quantité invariable pour le même mouvement uniforme. Une force instantanée ne peut imprimer qu'un mouvement rectiligne, car en vertu de l'inertie, le corps lancé en ligne droite ne saurait par lui-même s'écarter de cette direction. Un mouvement curviligne ne peut résulter que d'une force agissant d'une manière continue dans des directions variant sans cesse, ou d'une résistance altérant à chaque instant le mouvement imprimé par une force instantanée.

Il y a trois choses à considérer dans un mouvement uniforme : l'espace, le temps et la vitesse; quantités d'espèces différentes qui doivent être rapportées à diverses unités, pour qu'on puisse comparer les nombres qui les représentent. e étant le rapport de l'espace parcouru à l'unité de longueur, t celui du temps employé à l'unité de temps, la vitesse v, d'après sa définition, sera donnée par l'équation $v = \frac{e}{t}$, d'où $e = vt$; c'est-à-dire que l'espace est égal à la vitesse multipliée par le temps employé à le parcourir. On pourrait aussi représenter la vitesse et le temps par des lignes; l'espace serait alors égal en nombre à la surface du rectangle dont ces lignes seraient les côtés.

Masses.

22. Lorsqu'une même force instantanée agit successivement sur différents mobiles, elle ne leur imprime pas à tous la même vitesse; ou bien, il faut généralement des forces d'intensité différente pour faire acquérir à ces mobiles la même vitesse. S'il arrive cependant

que, dans ces circonstances, deux corps reçoivent de la même quantité de force un même mouvement uniforme, on dit que leurs *masses* sont *égales*. Si ces deux corps sont d'une même espèce de matière, l'égalité de leurs masses, ou plutôt celle des forces qui les ont ébranlées, entraîne celle de leurs quantités de matière, ou des nombres de particules indivisibles dont ils sont formés; c'est ce qui n'a plus lieu lorsque ces corps sont de substances différentes. Dans tous les cas, les rapports des masses des corps sont définis et se mesurent par les rapports des quantités de force de même nature qui peuvent imprimer à ces corps des mouvements de même vitesse. On ne fait que répéter cette définition, la seule exacte, du mot *masse*, lorsqu'on dit que *les forces instantanées sont proportionnelles aux masses qu'elles animent d'une même vitesse.*

On conçoit que le choc des corps puisse servir à comparer les forces qui ont *déterminé* leurs mouvements, et par suite, à mesurer leurs masses. Lorsque deux corps se mouvant en sens contraire, ou l'un vers l'autre sur la même ligne droite, et avec la même vitesse, restent immobiles après le choc, les forces qui les ont tirés primitivement de l'état de repos étaient évidemment *égales*; d'où l'on conclut que ces corps ont des masses égales. Si deux corps A et B, reconnus de masses égales par l'essai précédent, et animés d'un mouvement commun, sont rencontrés par un troisième corps C, se mouvant en sens contraire avec la même vitesse, et que l'effet du choc soit le repos des trois corps, il est évident que la force dépensée pour faire mouvoir le troisième, était double de celle qui a poussé chacun des deux premiers; d'où l'on conclura que la masse de C est double de celle de A ou de B.

23. On ne peut voir, *à priori*, ce que deviendrait la vitesse d'un corps, si la force instantanée qui agit sur lui augmentait ou diminuait; ou bien, quel est le rapport de deux forces capables d'imprimer à un même mobile deux vitesses différentes. Mais l'expérience et l'observation indiquent que *les forces sont proportionnelles aux vitesses qu'elles imprimeraient à une même masse.* Le fait constamment observé, que les mouvements relatifs de plusieurs corps ne sont pas changés, lorsqu'on imprime à tout leur système un mouvement commun plus ou moins rapide, ne peut s'accorder avec aucune autre loi que celle de la proportionnalité des forces aux vitesses.

24. Ainsi, deux forces imprimant des vitesses égales à des masses différentes, sont entre elles comme ces masses; et deux forces donnant des vitesses différentes à des masses égales, sont proportion- Mesure des forces.

nelles aux vitesses. Il est aisé de conclure de ces deux propositions, que deux forces F, F', imprimant respectivement à deux masses M, M', des vitesses V et V', sont entre elles comme les produits MV, M'V'. Le produit MV, auquel on donne le nom de *quantité de mouvement*, peut donc servir de mesure à la force F; si cette force agissait sur une masse M', différente de M, elle lui imprimerait une vitesse V', qui serait donnée par l'équation $MV = M'V'$, d'où $V' = \frac{MV}{M'}$.

Telles sont les lois des mouvements uniformes dus à l'action des forces instantanées. Ce genre de mouvement s'observe surtout dans des circonstances où des forces artificielles sont mises en jeu. Quant aux forces naturelles, elles agissent d'une manière continue sur les corps, et prennent le nom de *forces accélératrices*.

Mouvements variés.

25. Une force accélératrice peut agir, ou constamment avec la même intensité à toutes les époques du mouvement qu'elle imprime à son mobile, ou avec des intensités variables. Dans le premier cas elle est dite *force accélératrice constante*, et le mouvement est *uniformément varié*. La vitesse d'un mobile soumis à l'action d'une force continue, change à chaque instant; pour se faire une idée exacte de cette vitesse, il faut concevoir qu'à une certaine époque la force accélératrice cesse d'agir; le corps se mouvra alors d'un mouvement uniforme, plus ou moins rapide, suivant l'époque que l'on considère; c'est la vitesse de ce mouvement uniforme qui représente la *vitesse acquise* par le mobile au moment où l'on a supposé que la force était suspendue. On conçoit que le calcul puisse donner la valeur de cette vitesse, sans qu'il soit nécessaire d'arrêter l'action de la force pour la connaître.

Mouvement uniformément varié.

26. Dans le cas d'un mouvement uniformément varié, il est aisé de voir que la vitesse croît proportionnellement au temps. Pour cela, on peut admettre que la force, au lieu d'être continue, soit décomposée en une série d'impulsions successives et très-rapprochées; ou bien, le temps étant partagé en instants infiniment petits, égaux entre eux, on peut supposer que la force agisse au commencement de chacun de ces instants pour communiquer au mobile une plus grande vitesse, et l'abandonne ensuite jusqu'au commencement de l'instant suivant. La force accélératrice étant constante, les impulsions successives auront toutes la même intensité, et conséquemment les accroissements de vitesse qu'elles occasionneront seront égaux. La vitesse totale, qui est la somme de ces accroissements, sera donc proportionnelle au temps.

27. Il résulte de là que si v est la vitesse acquise par le mobile, g son accroissement constant dans l'unité de temps, et t le temps écoulé depuis l'instant où la force accélératrice constante a fait sortir le corps de l'état de repos, on aura entre ces quantités l'équation $v = gt$. De cette valeur de la vitesse, on déduit par le calcul, ou par des considérations géométriques, que l'espace e parcouru est donné par la formule $e = \frac{gt^2}{2}$. Ainsi, dans un mouvement uniformément varié, la vitesse croît proportionnellement au temps, et l'espace parcouru comme le carré du temps.

Voici deux conséquences importantes qui résultent de ces lois. Si la force accélératrice constante cessait d'agir au bout d'un temps τ, le corps ayant parcouru d'un mouvement accéléré l'espace $\varepsilon = \frac{g\tau^2}{2}$, le mouvement uniforme qui s'ensuivrait aurait lieu en vertu de la vitesse acquise $v = g\tau$, et le mobile parcourrait alors, dans le même temps τ, un espace $\varepsilon' = v\tau = g\tau^2$, qui serait conséquemment double du premier. L'élimination de t entre les deux équations $V = gt$, $e = \frac{gt^2}{2}$, donne

$$v = \sqrt{2ge},$$

formule qui donne la vitesse correspondante à un certain espace parcouru, sans qu'on soit obligé de connaître le temps employé.

28. La loi de la proportionnalité des forces instantanées aux vitesses, indique que les forces accélératrices constantes sont proportionnelles aux vitesses qu'elles feraient acquérir dans le même temps à un même corps. Ainsi l'on peut prendre pour mesure d'une force accélératrice constante, agissant sur l'unité de masse, l'accroissement g de vitesse qu'elle occasionne dans l'unité de temps; ce qui revient à prendre pour unité de ce genre de force, celle qui augmenterait de l'unité de longueur la vitesse de l'unité de masse, dans l'unité de temps. D'après cette convention, l'équation $e = \frac{gt^2}{2}$ donnant $g = \frac{2e}{t^2}$, on peut conclure qu'une force accélératrice constante, est égale au double de l'espace qu'elle fait parcourir à l'unité de masse, divisé par le carré du temps employé.

29. Lorsqu'un corps, animé d'une vitesse initiale a, est soumis à l'action d'une force continue agissant en sens contraire de son mouvement primitif, la vitesse de ce corps va en diminuant, et la force est dite *retardatrice*. Si cette force est constante, la vitesse v diminue proportionnellement au temps, et est donnée par l'équation $v = a - gt$; on trouve alors que l'espace parcouru e, compté à partir du point où la vitesse était a, doit être $e = at - \frac{gt^2}{2}$. Au bout

du temps $\tau = \frac{a}{g}$ la vitesse est détruite, et l'espace est égal à $\frac{a^2}{2g}$. Si, après cette époque, la force agit toujours, elle entraîne le corps d'un mouvement uniformément accéléré, en restituant successivement à la vitesse les éléments qu'elle lui avait enlevés. Au bout d'un autre intervalle de temps égal à τ ou à $\frac{a}{g}$, le nouvel espace est $\varepsilon = \frac{g\tau^2}{2}$, ou $\varepsilon = \frac{a^2}{2g}$, et la nouvelle vitesse $v = g\tau = a$; en sorte que le corps est retourné à sa position primitive, et a recouvré sa vitesse initiale, mais dans un sens contraire.

Force centrifuge.

30. Lorsqu'un corps, lié par un fil inextensible à un point fixe C, décrit d'un mouvement uniforme la circonférence du cercle dont C est le centre et CM le rayon, il doit nécessairement éprouver à chaque instant, et dans la direction du fil, une impulsion qui lui fait quitter la tangente au cercle, où il tend à se mouvoir en vertu de son inertie, pour le ramener sur la circonférence. La somme de ces impulsions est une force continue, de la nature des forces accélératrices constantes; elle peut être regardée comme détruisant les impulsions d'une force contraire, qui sollicite le corps à s'éloigner du centre, et qui l'en écarterait effectivement si le fil venait à se rompre. Cette dernière force, qui porte le nom de *force centrifuge*, détermine la plus ou moins grande tension du fil, et la quantité de résistance que doit opposer le point fixe pour que le mouvement proposé puisse avoir lieu. (Fig. 5.)

L'intensité de la force centrifuge dont il s'agit, peut se déduire de l'effet produit par la force centrale, qui lui est égale en valeur absolue. Si le corps, arrivé en M avec sa vitesse sur la courbe, cessait d'être lié au point fixe, il décrirait sur la tangente au cercle, pendant un temps très-court τ, un espace MT; d'un autre côté, si le corps parvenu en M sans vitesse acquise éprouvait l'action de la force centrale, il parcourrait d'un mouvement varié, sur le rayon CM et dans le même temps τ, un espace MP. Or, il résulte de la loi de la proportionnalité des forces aux vitesses, que lors de l'existence simultanée de la vitesse acquise et de la force centrale, le corps doit décrire d'un mouvement composé, et toujours dans le temps τ, un élément circulaire MN, tel que MP soit sa projection sur le rayon CM; en supposant, comme on le fait ici, que l'arc MN soit assez peu étendu, pour que l'on puisse regarder les directions des impulsions centrales, comme étant toutes parallèles à CM, lorsqu'elles agissent sur le corps allant de M à N, dans le temps très-court τ.

D'après cela, si r est le rayon du cercle, et v la vitesse du corps sur la courbe, l'arc MN sera égal à $v\tau$; cet arc pouvant être con-

fondu avec sa corde, qui est moyenne proportionnelle entre le diamètre $2r$ et sa projection MP, on aura $MP = \frac{\overline{MN}^2}{2r} = \frac{v^2\tau^2}{2r}$. Connaissant l'espace que la force centrale ferait décrire au corps dans le temps τ, il est facile d'en conclure son intensité; car toute force accélératrice constante a pour mesure le double de l'espace décrit, divisé par le carré du temps employé (§ 28). La force centrale qu'il s'agissait d'évaluer a donc pour mesure $\frac{2MP}{\tau^2}$, ou, en substituant à MP sa valeur, $\frac{v^2}{r}$.

Ainsi, la force centrifuge f qui sollicite le corps proposé, dont la masse est prise pour unité, à s'éloigner du centre, est égale au carré de la vitesse qui l'anime, divisé par le rayon du cercle décrit. Si le corps suivait une courbe autre que le cercle, la force qui tendrait à l'éloigner sur la normale à cette courbe, serait encore représentée par $\frac{v^2}{r}$, v étant la vitesse acquise par le corps au point considéré de sa trajectoire, et r le rayon du cercle osculateur de la courbe en ce point. Cette force variable, à laquelle on donne aussi le nom de force centrifuge, est détruite par une des composantes de la force qui fait décrire au corps son mouvement curviligne, lorsque ce corps est libre; quand il est assujetti à se mouvoir sur une courbe donnée, cette même force est détruite par la résistance de la courbe, et sert à déterminer la pression qu'elle éprouve.

Dans le cas du mouvement circulaire uniforme, le seul qu'il nous importait d'analyser, l'expression de la force centrifuge peut se mettre sous une autre forme. Si T représente le temps que le corps emploie à décrire la circonférence entière, on aura $2\pi r = vT$, d'où $v = \frac{2\pi r}{T}$, et par suite $f = \frac{4\pi^2}{T^2} r$. Ainsi, lorsqu'un corps de forme invariable tourne uniformément autour d'un axe fixe, ses différentes parties sont animées d'une force centrifuge, qui varie de l'une à l'autre proportionnellement aux distances qui les séparent de l'axe, puisque la durée de la rotation est la même pour toutes.

31. On peut, au moyen d'un appareil fort simple, vérifier les lois de la force centrifuge. Il se compose d'une longue barre horizontale AB, mobile sur un pivot vertical CD, et terminée par deux tiges verticales AA′, BB′; les deux extrémités A′ et B′ servent à maintenir horizontalement une baguette métallique, sur laquelle on peut enfiler des boules de masses différentes. Si l'on place une de ces boules au milieu de la baguette, de manière que son centre soit sur le prolongement de l'axe CD, elle reste à cette place lorsqu'on imprime à l'appareil un mouvement de rotation rapide. Mais si, pendant ce mouvement, la boule est écartée du centre, elle s'en FIG 6.

éloigne de plus en plus, et va frapper contre une des tiges AB, A'B'. Dans le premier cas, la boule tourne autour de son diamètre vertical; toutes ses parties sont alors animées de forces centrifuges différentes, mais égales et contraires deux à deux, en sorte que leur effet total est nul pour transporter la boule. Dans le second cas, cet équilibre n'est plus possible, et la boule doit s'éloigner de l'axe de rotation; car les forces centrifuges qui animent deux de ces parties correspondantes, sont dirigées dans le même sens, ou si elles sont encore opposées, l'une est plus intense que l'autre.

Si l'on introduit dans l'appareil deux boules de même nature, unies entre elles par un fil inextensible, l'expérience indique qu'il est toujours possible de placer ces deux boules, de part et d'autre de l'axe CD, de telle manière que lors du mouvement de l'appareil, elles restent aux mêmes places sur la baguette. On reconnaît que, dans cette position, les distances qui séparent les deux boules de l'axe sont à très-peu près en raison inverse de leurs volumes ou de leurs masses. Il est facile d'expliquer ce résultat, car en supposant la masse du fil négligeable, et les deux boules très-denses et très-petites, la force centrifuge que possède chacune d'elles peut être regardée comme proportionnelle au produit de sa masse par sa distance à l'axe, et lorsque ce produit est le même pour les deux boules, leur système invariable est sollicité à fuir le centre par des forces égales et opposées. Si l'on écarte le système de la position trouvée, la rotation de l'appareil continue à l'éloigner dans le même sens.

Les propositions de Mécanique rationnelle que nous venons de développer, suffisent pour comprendre toutes les conséquences que nous aurons à déduire de l'examen des effets produits par les forces naturelles.

Pesanteur. 32. Tous les corps sont *pesans*, c'est-à-dire que libres dans l'espace, ils tendent tous vers le centre de la terre. La Pesanteur, ou la cause de cette propriété générale, produit un mouvement uniformément varié, comme le prouvent les expériences que nous citerons plus tard; elle peut donc être regardée comme une force accélératrice constante. Cette force est attribuée à des attractions que toutes les molécules du globe exerceraient à distance sur les corps, et qui seraient fonction de cette distance. La terre étant supposée sphérique et homogène, la résultante de toutes ces attractions sur un même point matériel doit évidemment se diriger vers le centre de ce globe; cette direction doit être, par la même raison de symétrie, et d'après les lois de l'équilibre des fluides, normale à

la surface des eaux tranquilles. L'expérience prouve, en effet, que la verticale, ou la ligne que suit un corps qui tombe librement, est perpendiculaire à la surface des lacs et des mers en temps de calme. L'observation fait aussi reconnaître que la surface des mers est à très-peu près sphérique; d'où il résulte que toutes les verticales peuvent être regardées comme concourant en un même point.

33. Les observations ordinaires indiquant que certains corps ne tombent pas aussi vite que d'autres, tendraient à faire croire que la pesanteur ne s'exerce pas sur tous avec la même intensité; mais il est facile de trouver la cause de ces anomalies. L'air, ou le milieu dans lequel les corps tombent, oppose une résistance à leur mouvement, qui agit comme une force retardatrice; et cette force dépendant uniquement de la forme et de l'étendue des surfaces, doit retarder d'autant plus la chute d'un corps, qu'il a moins de masse sous le même volume, *ou*, pour se servir de l'expression vulgaire, *qu'il est plus léger*.

Si l'on fait tomber plusieurs corps différens dans un tube vide d'air, ils tombent tous également vite, qu'ils soient lourds ou légers. Si l'on prend une pièce de métal et un disque de papier de même contour, séparés, ils tombent dans l'air avec des vitesses très-différentes, parce que, offrant la même surface à la résistance du milieu, ils ont des masses inégales; mais si l'on place le papier au-dessus de la pièce, ils ne se séparent plus, et la durée de leur chute est la même; c'est qu'alors la résistance de l'air ne s'exerce directement que sur le métal. On remarque que les liquides ne tombent pas à la surface de la terre de la même manière que les solides; mais c'est que l'air les divise et oppose une résistance inégale à la chute de leurs diverses parties. Dans le *marteau d'eau*, qui consiste en un tube fermé contenant de l'eau, et dont on a retiré l'air, on observe que le liquide tombe sans se diviser, et que toute sa masse arrive en même temps. On doit conclure de ces expériences diverses, que la pesanteur s'exerce de la même manière sur tous les corps.

34. Lorsqu'un obstacle fixe empêche la chute d'un corps pesant, Poids.
il doit en résulter une pression exercée sur cet obstacle, et détruite par la résistance égale et contraire qu'il lui oppose. Cette pression est appelée *poids*; c'est, comme on voit, la résultante des actions que la pesanteur exerce sur toutes les parties du corps. Il résulte de là, et de ce que la pesanteur imprime une vitesse égale à toute matière tombant d'une même hauteur, que *les poids des corps sont proportionnels à leurs masses*, et peuvent servir à les mesurer. Mais cette sorte d'identité entre les poids et les masses n'a

rien d'essentiel, car elle n'aurait pas lieu si la pesànteur n'agissait pas de la même manière sur des substances différentes; et lors même que cette force n'existerait pas dans la nature, les masses pourraient encore être définies et mesurées par d'autres moyens, tels que le choc des corps, ainsi que nous l'avons indiqué (§ 22).

Lois de la pesanteur.

35. Pour prouver par l'expérience que la pesanteur est réellement une force accélératrice constante, il faut constater que dans les mouvements qu'elle imprime à un corps, la vitesse croît proportionnellement au temps, et l'espace parcouru comme le carré de cette même variable. La trop grande rapidité de ce mouvement empêche qu'on puisse observer directement ses lois; mais il existe des moyens de le ralentir sans en changer la nature, ce qui permet de prendre des mesures, et en outre rend négligeable la résistance de l'air, insensible pour de petites vitesses. On peut pour cela, comme Galilée l'a imaginé le premier, faire tomber les corps sur un plan incliné. Si α représente l'angle que ce plan fait avec la verticale, et g l'intensité de la pesanteur, g sin. α sera la composante de cette force, normale au plan, laquelle sera détruite par la résistance égale et contraire qu'oppose la matière dont il est formé. D'un autre côté, g cos. α sera la composante dirigée suivant l'inclinaison, ce sera à elle que le mobile obéira; l'angle α étant constant, elle sera constante si la pesanteur l'est, et réciproquement. Or on peut rendre α assez grand, ou g cos. α assez petit, pour pouvoir observer les lois du mouvement d'un corps pesant tombant sur le plan incliné, et vérifier, par exemple, que les espaces parcourus croissent comme le carré du temps. Dans ce genre d'expérience il importe de diminuer autant que possible le frottement du corps sur le plan incliné, afin de rendre négligeables les retards variables qu'il pourrait produire; il faut alors prendre pour corps pesant un chariot supporté sur quatre roues égales, dont les jantes cylindriques soient en métal et très-polies; le plan incliné doit être dur et dépourvu d'aspérités.

Machine d'Atwood.

36. La machine d'Atwood offre aussi le moyen de ralentir le mouvement imprimé par la pesanteur sans en changer les lois. Cette machine se compose de deux masses m, n suspendues aux deux extrémités d'un fil assez fin pour qu'on puisse négliger son poids, et enroulé dans la gorge d'une poulie. L'axe de cette poulie repose sur les jantes croisées de quatre roues mobiles, disposition qui a pour objet de diminuer le frottement. Enfin une règle verticale graduée, servant à comparer les espaces parcourus lors de la chute

Fig. 7.

d'une des masses, et une horloge pour mesurer le temps, complètent la machine d'Atwood.

Lorsque les deux masses m, n sont égales, le système est en équilibre. Si ces deux masses sont différentes, $m > n$, la plus grande, cédant à la pesanteur, entraîne dans son mouvement la plus petite, qui est soulevée en vertu de la liaison du système. On peut alors considérer la différence $m-n$, comme étant seule sollicitée par la pesanteur, puisque ses actions sur le reste se détruisent. Mais les impulsions successives de cette force sur la seule partie $m-n$, déterminant le mouvement de la somme totale $m+n$ des masses, les accroissements de vitesse qu'elles impriment au système, sont tous diminués dans le rapport constant de $m-n$ à $m+n$ (§ 24); en sorte que le mouvement est ralenti, et qu'il peut être facilement observé, si $m-n$ est très-petit relativement à $m+n$. Il résulte en outre de la constance de ce rapport, que si le mouvement réduit est *uniformément* varié, c'est que celui plus rapide de la masse $m-n$, tombant librement sur la verticale, le serait pareillement; d'où l'on pourra conclure que la pesanteur est une force accélératrice constante.

On reconnaît d'abord que deux espaces, l'un quadruple de l'autre, sont parcourus par une des masses chargée d'un petit poids additionnel, dans des temps qui sont entre eux comme 2 est à 1; la loi des espaces se trouve ainsi vérifiée. Pour constater celle des vitesses, on emploie, comme augmentation de poids, une petite lame métallique, qui peut être retenue par un anneau fixé à la règle, à une certaine époque du mouvement. On reconnaît alors que la masse chargée, franchissant l'espace qui la sépare de l'anneau, pendant un certain temps et d'un mouvement accéléré, parcourt ensuite dans le même temps, lorsque la lame s'en est séparée, un espace double du premier, mais d'un mouvement uniforme. On trouve enfin que ce dernier espace varie proportionnellement au temps employé à le parcourir, lorsqu'on répète l'expérience en plaçant l'anneau à différentes hauteurs.

37. La pesanteur n'est qu'un cas particulier de l'attraction universelle, en vertu de laquelle toutes les parties matérielles des corps célestes tendent les unes vers les autres proportionnellement à leurs masses et en raison inverse du carré des distances qui les séparent. L'existence de cette force et la loi qui la régit, ont été conclues par le calcul d'un très-grand nombre d'observations astronomiques; ces conclusions ont été ensuite éprouvées par tant de vérifications, qu'elles servent aujourd'hui de base à la théorie physique la plus

De la pesanteur universelle.

complète et la mieux établie parmi les connaissances humaines.

Lorsqu'un globe composé de couches sphériques homogènes, mais dont la densité peut varier de l'une à l'autre, exerce sur un corps extérieur des attractions qui suivent la loi précédente, le calcul indique que la résultante de ces actions est la même que si toute la masse du globe était réunie en son centre. La pesanteur, ou la résultante des attractions terrestres, doit donc varier en raison inverse du carré de la distance au centre du globe, ce qui n'empêche pas qu'à la surface, et dans le même lieu, cette force ne puisse être regardée comme constante, à cause de la petitesse des dimensions des corps que nous y considérons, et des hauteurs dont ils peuvent tomber, comparées au rayon de la terre.

Du pendule.

38. Pour donner un exemple d'un mouvement curviligne, et en même temps décrire un instrument propre à constater les variations de la pesanteur, considérons le mouvement d'un corps pesant lié à un axe horizontal fixe, par une tige inextensible et inflexible. Il est évident que la trajectoire qu'il décrira sera la circonférence d'un cercle dont le centre est sur l'axe fixe, et dont le rayon est la longueur de la tige. Il pourra être en équilibre dans deux positions différentes, lorsqu'il sera placé sans vitesse acquise, sur la verticale passant par le centre fixe, au-dessus ou au-dessous de ce point; dans les deux cas l'action de la pesanteur sera détruite par la résistance de l'axe. Mais ces deux positions diffèrent essentiellement l'une de l'autre : en effet, lorsque le corps sera au-dessus du point fixe, au moindre dérangement la pesanteur l'éloignera de la verticale; tandis que si le corps est au-dessous de l'axe de suspension, lorsqu'on l'écartera de la verticale, il tendra à y revenir. C'est à raison de cette différence que la première de ces deux positions est appelée *équilibre instable*, et la seconde *équilibre stable*.

Pendule simple.

39. Le système dont nous venons de décrire les liaisons et les conditions d'équilibre, porte le nom de *pendule*. Pour trouver les lois de son mouvement, nous supposerons d'abord par abstraction, que le corps pesant se réduise à un seul point matériel, et que la tige soit sans pesanteur; c'est ce système qu'on appelle *pendule simple* en mécanique. Si le pendule est écarté de sa position d'équilibre stable, puis abandonné à lui-même, il tend à revenir sur la verticale en vertu de l'action de la pesanteur. Il décrit alors un arc de cercle d'un mouvement varié, mais non uniformément : car α étant l'angle que le fil fait avec la verticale à une époque quelconque, et g l'intensité de la pesanteur, cette force peut être décomposée en deux autres, l'une $g \cos. \alpha$ suivant le prolongement du fil, qui est détruite

par la résistance du point fixe, et l'autre g sin. α suivant l'élément de la courbe décrite ou sa tangente; or cette dernière composante, qui représente l'impulsion réellement donnée, varie avec l'angle α; la force accélératrice du mouvement considéré n'est donc pas constante. Le point matériel se meut donc d'un mouvement accéléré en vertu d'impulsions décroissant en intensité; il arrive au point le plus bas de sa course avec une vitesse acquise, et remonte alors de l'autre côté de la verticale. Dans cette partie ascendante de sa trajectoire, la pesanteur agit sur lui comme force retardatrice, et diminue la vitesse des mêmes quantités dont elle l'avait augmentée dans la partie descendante; il suit de là que le point matériel parviendra avec une vitesse nulle à la même hauteur dont il est descendu. La pesanteur continuant d'agir, il redescendra de nouveau pour remonter ensuite, en parcourant en sens contraire, et avec les mêmes vitesses, l'arc total qu'il avait décrit. Il continuerait *ainsi à faire des oscillations* semblables et dans le même temps, si des obstacles ou des forces retardatrices étrangères ne s'y opposaient pas.

40. Le calcul indique que si l'écartement primitif est d'un petit nombre de degrés, le temps t d'une oscillation est donné par la formule : $t=\pi\sqrt{\frac{l}{g}}$, l étant la longueur de la tige, et π la circonférence dont le diamètre est l'unité. Ce temps est donc indépendant de l'écartement primitif; ce résultat tient à ce que la force accélératrice efficace g sin. α peut être regardée comme proportionnelle à α, ou à l'arc à parcourir jusqu'à la position d'équilibre, lorsque cet arc variable est peu étendu pendant toute la durée du mouvement. *L'expérience* confirme d'ailleurs cette conséquence théorique; elle indique pareillement que la durée de l'oscillation n'est pas altérée par la résistance du milieu, qui tend seulement à diminuer son amplitude; toutefois, cette résistance finirait par arrêter le mouvement pendulaire, si une force artificielle ne restituait pas la portion de vitesse qu'elle détruit.

41. Mais ces expériences ne peuvent être faites que sur un *pendule composé*, qui a un volume sensible et une tige pesante. Dans ce nouveau système, chaque point matériel, s'il était isolé et considéré comme un pendule simple, décrirait une oscillation dont la durée serait proportionnelle à la racine carrée de sa distance au point de suspension; tous les points matériels du pendule composé étant au contraire réunis d'une manière invariable, le mouvement oscillatoire des uns sera ralenti, et celui des plus éloignés sera accéléré par le mode de leur liaison mutuelle. Mais il y aura toujours

Pendule composé.

des points du système, tous situés sur une droite parallèle à l'axe horizontal de suspension, qui feront leurs oscillations comme s'ils étaient isolés des autres. La droite qui contient ces points particuliers est appellée *axe d'oscillation;* la distance qui la sépare de l'axe de suspension, distance que l'on nomme *longueur d'oscillation*, est la longueur du pendule simple qui ferait son oscillation dans le même temps que le pendule composé fait la sienne. L'axe d'oscillation et celui de suspension jouissent de la propriété remarquable de pouvoir changer de rôle sans que la durée d'oscillation soit changée; cette propriété donnerait un moyen de déterminer par le tâtonnement la longueur d'oscillation d'un pendule composé, si la mécanique n'en offrait pas de plus simple.

42. On a donc des moyens exacts de déterminer la longueur du pendule simple qui ferait ses oscillations dans le même temps qu'un pendule composé donné. Cette longueur étant trouvée, la formule $t = \pi\sqrt{\frac{l}{g}}$, peut servir à déterminer la durée t de l'oscillation lorsque g est connu, ou g lorsque t est donné. Dans ce dernier cas, la valeur de t peut être obtenue très-exactement en observant la durée totale d'un grand nombre d'oscillations, et la divisant par ce nombre. Quand on se propose seulement de chercher si la pesanteur varie, on peut prendre pour sa mesure le carré du nombre N des oscillations qu'un pendule de longueur constante fait dans un certain temps T, très-grand et toujours le même; car la durée d'une oscillation étant alors $t = \frac{T}{N}$; la formule du pendule donne $\frac{T}{N} = \pi\sqrt{\frac{l}{g}}$, et l'on voit que si l et T restent constants, g variera comme le carré de N. Le pendule offre donc un moyen très-précis de mesurer l'intensité de la pesanteur, et de la comparer dans différents lieux; résultats qu'on ne pourrait obtenir avec la machine d'Atwood, par la difficulté de connaître l'effet des rouages. Le pendule peut aussi servir à confirmer ce principe que la pesanteur agit de la même manière sur tous les corps; car l'expérience donne une égale durée d'oscillation, pour des pendules de même longueur et de substances différentes.

Mesure de la pesanteur.

43. Les observations du pendule, faites à Paris, donnent, en prenant la seconde pour unité de temps, $g = 9^{m},8088$. Ainsi un corps pesant, tombant librement dans le vide, décrit à Paris, dans la première seconde de sa chute, un espace de $4^{m},9044$, et il acquiert à chaque seconde un accroissement de vitesse égal à $9^{m},8088$ (§ 27). On peut encore déduire de cette valeur de g, que la longueur du pendule simple qui ferait ses oscillations dans une

seconde de temps, est à Paris de $0^m,99384$; on sait par d'autres mesures que sur l'équateur cette longueur n'est que de $0^m,991$; or, en vertu de la formule $t=\pi\sqrt{\frac{l}{g}}$, les intensités de la pesanteur dans ces lieux différents sont entre elles comme ces nombres; on peut donc conclure de ce rapprochement que la pesanteur varie à la surface de la terre. C'est d'ailleurs ce que les observations comparées d'un pendule de longueur constante ont pleinement confirmé. Cette variation est due au mouvement de rotation du globe, ou à l'inégalité de la force centrifuge qui s'ensuit, et à la forme de la terre, renflée à l'équateur et aplatie vers les pôles. Par ces deux causes réunies la pesanteur doit diminuer avec la latitude.

44. Le mouvement pendulaire est le type de la plupart des mouvements oscillatoires ou vibratoires autour d'une position d'équilibre; tous ces mouvements, entre des limites d'étendue convenables, *suivent la même loi*, et leurs oscillations sont alors *isochrones*. Si g et g' représentent deux forces, ou les intensités d'une même force, dans des circonstances différentes, t et t' les durées des oscillations de peu d'étendue qu'elles impriment à un même système, on a toujours, comme pour le pendule, $g : g' :: t'^2 : t^2$, ou mieux, en désignant par N et N', les nombres d'oscillations faites dans le même temps $T=Nt=N't'$, $g : g' :: N^2 : N'^2$.

45. Le poids P d'un corps, ou la pression qu'il occasionne sur l'obstacle qui le retient (§ 34), est évidemment proportionnel au produit de sa masse M par l'intensité g de la pesanteur; on peut donc poser $P=gM$. Il suit de là que le poids d'un même corps doit varier avec la pesanteur; comme cette variation existe également pour *tous* les corps, on ne saurait l'apercevoir au moyen de la balance; mais on peut la constater en équilibrant un poids par une force d'une autre nature, ainsi que nous le verrons par la suite (§ 87). L'équation $P=gM$ peut prendre une autre forme : si le corps est homogène, sa masse M est égale à son volume V, multiplié par la masse D comprise sous l'unité de volume; on a ainsi $M=DV$ et $P=gDV$. La quantité D, ou la masse plus ou moins grande que contient l'unité de volume d'un corps homogène, est ce qu'on appelle la *densité* de ce corps; elle est indépendante des variations de la pesanteur; nous indiquerons plus tard les moyens de la mesurer, ou de l'évaluer en nombre en la rapportant à une unité de même espèce. Souvent, lorsqu'on opère dans un même lieu, on pose plus simplement $P=DV$; mais alors le nombre D, que l'on appelle encore *densité*, a une nouvelle définition, et se rapporte à une autre unité : il représente le poids de l'unité de volume du corps proposé. Densités.

cet écart une diminution plus rapide des forces répulsives que des forces attractives, et conséquemment une traction exercée de chaque côté de l'élément plan S. Si l'énergie de la chaleur augmente dans l'intérieur du corps, les particules devront s'éloigner, jusqu'à ce que les actions répulsives aient assez diminué pour faire de nouveau équilibre aux actions attractives, dont la diminution est moins rapide quand la distance augmente.

Mais ce qui caractérise surtout l'état solide, c'est l'influence puissante que paraît occasionner l'orientation des axes des particules. Suivant les idées reçues, cette influence serait la cause des changements de volume ou de densité qu'on observe dans les phénomènes de la cristallisation, ou en général dans le passage de l'état liquide à l'état solide. Elle déterminerait ainsi cette stabilité d'équilibre que présente l'agglomération des particules d'un milieu solide, et qui ne peut être détruite que par des efforts extérieurs, le plus souvent considérables. Enfin, il résulterait encore de cette influence que les tractions ou pressions qui naissent dans un corps solide, lorsque des forces artificielles ont détruit son équilibre d'homogénéité, ne sont pas nécessairement normales aux éléments plans sur lesquels elle s'exercent, et qu'elles peuvent changer de direction, d'intensité et même de signe, par rapport aux différents éléments plans qui se croisent en un même point du milieu.

Ainsi, dans un corps solide, les particules ont non-seulement des positions, mais encore des directions particulières et essentielles. Écartées un instant de ces positions ou de ces directions d'équilibre stable, elles tendent à les reprendre, et oscillent autour d'elles, jusqu'à ce que la force vive de leur mouvement vibratoire disparaisse, en se partageant entre toutes les masses environnantes.

État fluide. 49. L'état fluide d'un milieu se distingue de l'état solide, en ce que l'orientation des axes des particules paraît avoir une influence sinon tout-à-fait nulle, au moins extrêmement petite sur leurs conditions d'équilibre. Dans cet état, les particules cèdent avec une grande facilité à un changement de position ou de direction, d'où résulte la nécessité que la pression exercée sur un élément plan pris dans l'intérieur du milieu, soit normale à ce plan, et que son intensité reste constante autour d'un même point.

État liquide. 50. La diminution rapide qui s'opère dans l'influence des axes des particules, lorsqu'un milieu passe de l'état solide à l'état liquide, jointe à l'augmentation que subit alors la quantité de chaleur qu'il contient, laquelle est prouvée par un grand nombre de

faits, comme nous le verrons plus tard, semble indiquer que le calorique se répand alors plus uniformément sur la surface ou dans toute l'étendue d'une particule, et que son action répulsive n'émane plus de centres particuliers, comme dans l'état solide; en sorte que si ces particules étaient homogènes et sphériques, et qu'ainsi elles n'eussent pas non plus d'axes par rapport à l'action attractive, leur direction deviendrait tout à fait indifférente pour l'équilibre. Les phénomènes qui dépendent de la viscosité, et qui ne permettent pas de regarder les liquides comme des fluides parfaits, sont probablement dus à ce que leurs particules ont des axes attractifs, qui exercent encore une influence sur l'état du milieu.

La plupart des liquides ne paraissent pas pouvoir conserver leur état dans un espace vide de toute matière pondérable : une partie s'y transforme en gaz, et exerce une pression sur le liquide restant. Il suit de là qu'en général un élément plan, pris dans l'intérieur de toute masse liquide en équilibre, éprouve de part et d'autre une pression. Cette pression doit être considérée comme étant la même dans toute direction autour d'un même point, et normale à l'élément plan, lorsqu'on néglige la faible influence de la viscosité. Elle peut augmenter avec la pression extérieure; mais cette augmentation est nécessairement accompagnée du rapprochement des particules, qui en est la véritable cause. Les liquides doivent donc être compressibles, et c'est en effet ce que l'expérience confirme, comme nous le ferons voir plus tard. Toutefois, ce qui caractérise principalement les liquides, parmi les fluides en général, c'est le grand accroissement de la pression intérieure, qui peut correspondre à un rapprochement de leurs particules à peine sensible, et qu'il n'est même posssible de constater que par des procédés délicats et d'une grande précision.

51. Lorsqu'un milieu matériel passe de l'état liquide à l'état gazeux, son volume apparent augmente en général dans une très-grande proportion, et, comme on le verra plus tard, la quantité de chaleur qu'il contient devient aussi beaucoup plus considérable. Il n'y a plus aucun signe de l'influence des axes des particules, rien même d'analogue à la viscosité. La fluidité du corps devient parfaite. Il occupe uniformément tout l'espace vide qui lui est offert, quelque étendu qu'il soit. Il ne peut être maintenu dans un espace limité qu'en exerçant sur lui des pressions extérieures, ou en le coërçant entre des parois solides. Un élément plan quelconque, pris dans l'intérieur, est donc normalement pressé sur ses deux État gazeux.

faces, et cette pression a la même intensité autour d'un même point. Cette pression peut augmenter beaucoup, soit par l'accroissement des pressions extérieures, qui détermine alors un rapprochement des particules ou une diminution considérable du volume occupé par le gaz, soit par l'élévation de sa température, qui augmente l'énergie des forces répulsives dues à la chaleur. Les physiciens ont constaté, comme nous le verrons, que les lois suivies par ces augmentations de pressions ou ces diminutions de volume sont identiques, dans les mêmes circonstances, pour tous les gaz, quelle que soit leur nature; il faut en conclure que les forces attractives sont insensibles dans ces fluides, ou qu'elles disparaissent devant des forces répulsives incomparablement plus grandes.

Les gaz et les liquides sont désignés collectivement sous le nom de fluides; les variations de volume qui accompagnent celles de la pression, étant très-grandes dans les gaz et presque insensibles dans les liquides, on distingue souvent ces deux états des corps par les dénominations de *fluides élastiques* et de *fluides incompressibles;* mais cette dernière, appliquée aux liquides, doit être rejetée comme énonçant un fait reconnu faux.

Principes hydrostatiq.

Les détails dans lesquels venons nous d'entrer étaient nécessaires pour faire concevoir les différences qui caractérisent les trois états sous lesquels se présentent les corps de la nature, et surtout pour donner la définition la plus exacte de ce que l'on doit entendre par la pression, dans les liquides et les gaz. Il est essentiel maintenant de revenir sur chacun de ces états en particulier, afin d'énoncer les lois qui régissent leurs propriétés spéciales, et de répéter les expériences qui ont servi à les découvrir. Nous commencerons par les liquides et les gaz; les propriétés des corps solides, plus compliquées et moins connues, seront traitées plus tard. On donne le nom d'*hydrostatique* à la partie de la mécanique rationnelle qui s'occupe de l'équilibre des fluides en général; ce sont les principes de cette science qu'il s'agit d'exposer.

Principe de l'égalité de pression dans tous les sens.

52. Toutes les propriétés des liquides en équilibre sont des conséquences de ce principe fondamental: qu'*un liquide transmet sans altération à toutes ses parties une pression exercée sur une portion quelconque de sa surface.* Concevons dans un vase prismatique un liquide, que nous supposerons d'abord soustrait à l'action de la pesanteur, et sur lequel on exerce une pression au moyen d'un piston; suivant le principe énoncé, il faut admettre que toutes les parties du vase éprouveront cette même pression proportionnellement à leurs surfaces, en sorte que si l'on pratiquait un trou dans

la paroi, et que l'on voulût maintenir l'équilibre du liquide qui tendrait à sortir par cette ouverture, il faudrait appliquer au nouveau piston qui la fermerait, une force ou pression qui serait à celle exercée sur le premier, dans le rapport des surfaces de ces deux pistons, et qui lui serait égale si ces deux surfaces étaient elles-mêmes égales entre elles. C'est-à-dire enfin que si l'on prend pour mesure de la pression celle exercée sur l'unité de surface, elle sera la même partout, sur les parois du vase ainsi que sur tout corps à faces planes qui serait plongé dans le liquide.

Le principe de l'égalité de pression ainsi défini, est une conséquence nécessaire de l'hypothèse admise pour concevoir la constitution intérieure des corps. Les molécules qui composent la couche du liquide que le piston presse directement, doivent se rapprocher les unes des autres, afin que la pression propre de cette couche, augmentée par ce rapprochement, puisse détruire l'effort extérieur. Mais l'équilibre de la masse liquide exige qu'un élément plan, pris sur la surface qui séparerait la première couche de la suivante, soit soumis à deux pressions égales et contraires, et il faut pour cela que les molécules de la seconde couche se soient autant rapprochées que celles de la première; le même effet devra être produit dans la troisième couche, et par suite dans toute la masse. L'effort extérieur ayant ainsi déterminé un rapprochement égal de toutes les molécules du liquide, la pression exercée sur un élément plan sera conséquemment la même, en quelque lieu qu'il soit situé, dans l'intérieur de la masse ou sur une paroi.

53. Supposons maintenant que la pesanteur agisse sur le liquide proposé. Il résultera de cette action une pression variable d'une partie à l'autre de la masse; car elle sera plus grande vers le fond que vers le haut du vase, puisque les molécules inférieures sont les obstacles qui s'opposent à la chute des molécules supérieures. Cette pression variera donc proportionnellement à la hauteur du liquide au-dessus du point que l'on y considérera; elle sera la même pour tous les points situés sur un même plan horizontal, ou sur une même couche de niveau; mais d'une couche à celle qui lui est inférieure, elle augmentera sur la même étendue en surface, du poids de la première couche, de telle sorte que les pressions exercées en deux points placés sur une même verticale différeront entre elles d'une quantité égale au poids d'une colonne du liquide, qui aurait pour base l'unité de surface, et pour hauteur la distance de ces deux points. Il est facile de voir, d'après cela, que la pression résultant de l'action de la pesanteur sur toutes les parties d'une masse liquide, Pressions dans les liquides pesants.

ne dépend que de la profondeur au-dessous de sa surface libre, et est indépendante de la forme du vase.

Ainsi il faut bien distinguer dans un liquide en équilibre, la pression provenant d'une action exercée sur sa surface, et qui se transmet également à toute la masse, de celle due à la pesanteur, laquelle est différente pour des masses partielles situées à différentes hauteurs. La variation de cette dernière pression est nécessairement accompagnée d'un changement correspondant dans l'intervalle des molécules. Cette inégalité de densité, beaucoup trop faible pour être aperçue quand la masse liquide a peu d'étendue, peut être constatée dans l'eau des mers et des lacs profonds.

Surface libre d'un liquide.

54. Il résulte de la mobilité relative des parties d'un même liquide, que la résultante des forces qui sollicitent une molécule de sa surface doit agir de dehors en dedans, et être normale à cette surface; car si elle était oblique, elle pourrait se décomposer en une force normale ou pression qui se transmettrait dans la masse, et une force tangentielle qui ferait glisser les molécules et troublerait conséquemment l'équilibre. C'est par cette raison que la surface des eaux tranquilles est perpendiculaire, en chacun de ses points, à la direction de la pesanteur, et que les liquides contenus dans des vases s'y terminent par des plans horizontaux.

Pression sur le fond d'un vase.

55. La pression p due à l'action de la pesanteur sur un liquide en équilibre, est évidemment proportionnelle à l'intensité g de cette force, à la densité d du liquide, et à la hauteur h qui sépare du niveau supérieur, le plan horizontal où se trouve l'unité de surface sur laquelle s'exerce cette pression. On pourra donc poser $p = gdh$. Si le vase qui contient le liquide a un fond horizontal comprenant b unités de surface, et situé à une profondeur h au-dessous de la surface libre, la pression totale P exercée sur ce fond sera donnée par la formule $P = gdhb$, et cela quelle que soit la forme des parois latérales du vase. Si donc on prend plusieurs vases, dont les fonds soient égaux en surface, et situés sur un même plan horizontal, mais qui aient les uns la forme d'un cylindre droit ou oblique, les autres celle d'un cône tronqué posé sur sa plus petite ou sur sa plus grande base, un même liquide s'élevant à la même hauteur dans tous ces vases, devra exercer sur leurs fonds des pressions qui seront toutes égales entre elles; cette conséquence est vérifiée par l'expérience.

Pression d'un vase sur son support.

56. Il ne faut pas confondre ici la pression exercée sur le fond, avec celle produite par le vase sur le plan horizontal qui le soutient et qui s'oppose à sa chute. Cette dernière est égale, dans tous les

cas, au poids de la matière solide qui compose le vase, plus celui du liquide qu'il contient. Cette proposition est évidente: car un système de corps pesants en repos éprouve nécessairement, de la part de l'obstacle qui l'empêche de tomber, une résistance qui détruit la somme des actions que la pesanteur exerce sur toutes ses parties; or, dans le système actuel, la résistance du support étant directement développée par la pression du vase, cette dernière force doit lui être égale et opposée, et a conséquemment la même valeur et le même sens que le poids total.

57. D'un autre côté, la masse liquide étant en repos, il faut en conclure qu'elle éprouve de la part du vase, une résistance totale, égale et contraire à son poids; or cette résistance est directement développée par les pressions que le liquide exerce sur les différentes parties de la paroi; la résultante de ces pressions a donc nécessairement la même valeur et le même sens que le poids de la masse liquide. Il importe de faire voir que ce dernier résultat est une conséquence nécessaire des lois énoncées plus haut comme régissant les pressions dans les liquides pesants, ce qui fournira une preuve de la réalité de ces lois. Résultante des pressions d'un liquide sur un vase.

Soit ω un élément de la paroi inclinée du vase, assez petit pour être considéré comme plan, quoiqu'il puisse appartenir à une surface courbe; soit z la distance verticale qui sépare un de ses points de la surface plane libre du liquide; d'après la petitesse supposée de l'élément ω, cette distance sera sensiblement la même pour tous ses points, et la pression qu'il éprouvera de dedans en dehors aura ainsi pour valeur $g\rho\omega z$, g étant l'intensité de la pesanteur, et ρ la densité du liquide. Représentons par α, β, γ, les angles que la direction de cette pression, ou la normale à la paroi au lieu de l'élément ω, fait avec trois axes rectangulaires, desquels l'un AZ est dirigé dans le sens de la pesanteur, et les deux autres AY, AX, sont pris dans le plan de la surface libre; la pression $g\rho\omega z$ peut être remplacée par trois composantes parallèles aux axes, et dont les valeurs seront $g\rho\omega z$ cos. α, $g\rho\omega z$ cos. β, $g\rho\omega z$ cos. γ. Or, si l'on désigne par $a, b, c,$ les projections de l'élément ω, sur les plans coordonnés des yz, des zx, et des xy, avec lesquels son plan prolongé formerait des angles dièdres égaux à α, β et γ, on aura, d'après un théorème connu relatif aux projections des aires planes : $a=\omega$ cos. α, $b=\omega$ cos. β, $c=\omega$ cos. γ; d'où il suit que les trois composantes de la pression exercée sur la partie ω de la paroi, deviennent $g\rho az$, $g\rho bz$, $g\rho cz$. Si l'on imagine qu'une décomposition semblable soit faite pour les pressions exercées sur toutes les parties du vase en contact avec Fig. 9.

le liquide, on aura à considérer trois groupes de forces respectivement parallèles aux trois axes, et qui sollicitent l'enveloppe solide.

Il est facile de voir que le groupe des forces parallèles à l'axe AX a une résultante nulle. En effet, considérons le cylindre horizontal qui projette l'élément ω sur le plan des zy, il découpe sur la partie opposée de la paroi un autre élément $\bar{\omega}$, de même profondeur z au-dessous de la surface libre du liquide, et ayant la même projection a que ω; d'après cela, la composante parallèle à AX de la pression exercée sur $\bar{\omega}$, a aussi pour valeur numérique $g\rho az$, mais elle est évidemment dirigée en sens contraire de la composante semblable provenant de l'élément ω; en sorte que ces deux composantes se détruisent dans la sommation de la résultante du groupe considéré, qui se trouve ainsi composée d'un nombre pair de termes, deux à deux égaux et de signes contraires, et est conséquemment zéro. La résultante du groupe des forces horizontales parallèles à AY est pareillement nulle.

Le groupe des forces verticales subsiste donc seul, et il suffit d'évaluer sa résultante, pour obtenir celle des pressions que le liquide exerce sur l'enveloppe solide. Pour cela, considérons le cylindre vertical qui projette l'élément ω sur le plan de la surface libre; il découpe sur la partie supérieure de la paroi un autre élément ω', mais situé à une profondeur z' moindre que z; la composante verticale de la pression exercée sur ω' a ainsi pour valeur $g\rho cz'$; mais elle est évidemment dirigée en sens contraire de la composante $g\rho cz$, correspondante à l'élément ω; en sorte que ces deux composantes réunies, donnent dans l'expression de la résultante totale, un terme de la forme $g\rho c\,(z-z')$. Or, ce terme doit être regardé comme égal au poids de la colonne liquide, actuellement comprise dans le cylindre vertical ayant ω et ω' pour sections, d'où il suit que la résultante cherchée, qui doit se composer d'autant de termes semblables que l'on peut imaginer de cylindres verticaux analogues dans l'intérieur du vase, est précisément égale au poids total de la masse liquide, et dirigée dans le sens de la pesanteur. Ceux des filets cylindriques qui aboutissent à la surface libre elle-même, donnant dans la somme des termes de la forme $g\rho cz$, ne changent rien au résultat précédent. Donc la résultante des pressions que le liquide exerce sur les parois du vase est égale au poids de ce liquide; donc enfin la pression exercée par le vase sur l'obstacle horizontal qui s'oppose à sa chute, est égale au poids de l'enveloppe solide, plus le poids du liquide qu'elle contient.

Réaction des liquides en mouvement.

58. On peut déduire de l'expérience une autre vérification des considérations théoriques qui précèdent. Les composantes horizontales des pressions exercées sur les parois latérales d'un vase contenant un liquide en équilibre, doivent se détruire mutuellement, ainsi que nous l'avons démontré ; mais s'il existe, sur un côté de ces parois, une ouverture par laquelle le liquide s'échappe, il existera sur le côté opposé une pression dont la composante horizontale ne sera pas détruite, et le vase devra être poussé dans le sens de cette composante. Or c'est ce que l'on pourrait vérifier par l'expérience, en diminuant autant que possible le frottement qui s'oppose au mouvement du vase.

On peut écarter facilement cet obstacle en transformant le mouvement de translation en un mouvement de rotation. On prend pour cela un tube cylindrique vertical, mobile autour de son axe, et terminé vers le bas par plusieurs tubes horizontaux avec lesquels il communique, qui sont mobiles avec lui et bouchés à leur extrémité libre, mais qui ont chacun une ouverture latérale du même côté de cette extrémité. De l'eau qui, remplissant le tube vertical et les branches horizontales, s'écoule par les ouvertures latérales, exerce sur les côtés des tubes horizontaux opposés à ceux où se trouvent ces ouvertures, des pressions horizontales non détruites qui font tourner tout le système. Cet appareil porte le nom de *roue à réaction*. Fig. 10.

Principe d'Archimède.

59. Lorsqu'on plonge un corps dans un liquide pesant, il éprouve sur sa surface des pressions que l'on pourrait évaluer analytiquement par la méthode que nous avons exposée; car il n'y a que des différences de signe entre ces pressions et celles qui s'exercent sur les parois du vase qui contient le liquide. On trouverait ainsi que toutes les composantes horizontales des pressions exercées s'entre-détruisent, et que la somme des composantes verticales est dirigée de bas en haut, et a pour valeur le poids d'un volume de liquide égal à celui du corps plongé.

On peut aussi démontrer ces conséquences par des considérations fort simples. Lorsqu'un liquide est en repos, chacune de ses molécules est elle-même en équilibre, et détruit par sa résistance les pressions exercées sur elle. Si l'on conçoit qu'une partie de ce liquide, ayant une forme quelconque, vienne à se solidifier en conservant la même densité, cette masse solide sera encore en repos, car une liaison invariable établie entre ses molécules ne saurait les tirer de cet état ; donc toutes les pressions exercées sur sa surface et son poids, doivent être combinées de manière à se faire équilibre, ce qui exige que les composantes horizontales des

pressions se détruisent mutuellement, et que la somme de leurs composantes verticales soit égale et directement opposée au poids de la masse.

Si l'on imagine maintenant qu'à la place de cette masse liquide solidifiée on substitue un corps solide de même forme, de même volume, mais de densité différente, ce corps sera sollicité à se mouvoir de haut en bas en vertu de son poids P. Mais il sera en outre sollicité sur sa surface par les pressions du liquide, qui seront évidemment les mêmes que celles exercées sur la masse liquide solidifiée, et qui se décomposeront par conséquent en pressions horizontales se détruisant, et en pressions verticales, dont la résultante sera dirigée de bas en haut, et égale au poids P′ du liquide déplacé par le corps. Si $P = P'$, le corps sera en équilibre. Si P surpasse P′, le corps tendra à tomber dans le liquide comme s'il ne pesait que $P - P'$, et l'on pourra dire qu'il a perdu de son poids une quantité égale au poids du liquide déplacé. Cette dernière conséquence porte le nom de *principe d'Archimède;* elle est vraie pour tous les liquides et pour tous les fluides pesants dans lesquels les corps peuvent être plongés.

Pour vérifier ce principe par l'expérience, on se sert d'un cylindre plein de cuivre, qui remplit exactement un vase cylindrique creux du même métal ; on pèse le tout dans l'air ; après avoir ôté le cylindre plein du cylindre creux, on accroche le premier au-
Fig. 11. dessous du second, et on le fait plonger entièrement dans l'eau. Ainsi disposé, le système a perdu de son poids, et la balance n'est plus en équilibre. Mais si l'on remplit d'eau le cylindre creux, l'équilibre se rétablit; ce qui prouve que la différence entre la première et la seconde pesée était précisément le poids d'un volume d'eau égal à celui du cylindre immergé.

Corps flottants. 60. Lorsque le poids P du corps solide plongé est moindre que la résultante verticale et opposée P′ des pressions que le fluide exerce sur sa surface, le corps tend à monter en vertu de l'excès $P' - P$. Si aucun obstacle ne s'oppose à cette ascension, le corps s'élève dans le liquide, et flotte sur sa surface libre lorsqu'il ne déplace plus qu'une quantité de liquide dont le poids est égal au sien ; il est alors sollicité par deux forces verticales de même intensité : l'une dirigée de haut en bas, est la résultante des actions que la pesanteur exerce sur ses diverses parties, et passe par son centre de gravité ; l'autre, dirigée au contraire de bas en haut, est la résultante des pressions qu'il éprouve, et passe par le centre de gravité du volume de liquide déplacé, point qu'on appelle *centre de pression.* Le corps

sera évidemment en équilibre stable, si le premier centre de gravité est au-dessous du second sur la même verticale; mais cette condition n'est pas indispensable.

En effet, considérons un corps flottant de forme convexe, tel que deux plans particuliers rectangulaires entre eux, et passant par son centre de gravité, le coupent chacun en deux parties symétriques. Si l'axe d'intersection de ces plans est vertical, il contient à la fois le centre de gravité et celui de pression, et le corps flotte en équilibre. Mais, pour que cet équilibre soit stable il faut et il suffit que l'une des sections restant verticale, et l'autre s'inclinant un peu, la ligne verticale qui passe par le centre de pression déplacé, vienne rencontrer l'axe maintenant incliné, en un point situé au-dessus du centre de gravité qu'il contient toujours; car cet axe se trouve alors soumis à l'action d'un couple qui tend à le ramener dans son ancienne position. Or, cette condition de stabilité peut être remplie quand même le centre de pression serait au-dessous du centre de gravité. FIG. 12.

Il est souvent nécessaire en Physique qu'un corps ou une enveloppe de forme donnée, flotte à la surface d'un liquide dans une position déterminée : on atteint ce but en chargeant la partie inférieure du corps flottant d'une quantité suffisante de matière plus dense que la sienne, afin d'amener le centre de gravité de la masse totale au-dessous du centre de pression. On appelle *lest* ce poids additionnel, et le système est dit lesté.

Liquides superposés.

61. Quand plusieurs liquides de densités différentes et n'ayant aucune action chimique l'un sur l'autre, ont été fortement agités dans un même vase, qu'on laisse ensuite en repos, ces liquides ne tardent pas à se séparer et à se placer les uns au-dessus des autres, les plus denses au fond, les plus légers vers la partie supérieure. Cette séparation s'opère par les mêmes causes qui font mouvoir les corps solides dans les fluides : le liquide le plus dense, se réunissant en gouttes dont le poids est plus considérable que celui du fluide hétérogène qu'elles déplacent, doit descendre; l'inverse a lieu pour le liquide le plus léger. Lorsque l'équilibre est établi, les liquides se trouvent superposés dans l'ordre décroissant de leurs densités, en sorte que le centre de gravité de la masse totale est le plus bas possible, comme l'exige la condition de stabilité; toutes les surfaces de séparation sont des plans horizontaux; ce qui devait être d'après la loi des pressions intérieures.

62. Si une force accélératrice étrangère à la pesanteur et ayant une autre direction, agit sur une masse liquide et sur les corps qui

s'y trouvent plongés, les conditions d'équilibre du système, ou les mouvements relatifs qui s'y manifestent, pourront différer beaucoup de ce qui aurait lieu si la pesanteur agissait seule. On peut citer à ce sujet l'expérience suivante: On dispose sur l'appareil qui sert à vérifier les lois de la force centrifuge, des tubes cylindriques
Fig. 13. A'A'', B'B'', légèrement inclinés vers l'axe; le premier contient de l'eau et des boules plus denses qui reposent sur son fond A''; le second renferme des liquides différents, superposés suivant l'ordre décroissant de leurs densités. Or, lorsqu'on imprime à l'appareil un mouvement de rotation rapide, toutes les masses mobiles dans les tubes s'élèvent et se dirigent vers les extrémités supérieures A' et B'; mais les plus denses y arrivent les premières, et les plus légères sont repoussées plus bas et plus près de l'axe de rotation. Ces mouvements sont déterminés par la force centrifuge, qui agit en sens inverse et beaucoup plus fortement que la pesanteur, parallèlement aux arêtes des tubes. Cet excès occasionne une pression dans la masse liquide tournante qui augmente avec la distance au centre; d'où il suit que tout corps étranger qui s'y trouve plongé, éprouve une pression totale dirigée vers l'axe, et égale en valeur absolue à la force centrifuge que possèderait la masse liquide qu'il déplace; et comme ce corps est en outre animé, au même lieu, d'une force centrifuge qui dépend de sa propre masse, il doit s'éloigner ou se rapprocher du centre, suivant que sa densité est plus grande ou plus petite que celle du liquide qui l'entoure.

Vases communiquants.

63. Lorsqu'une masse liquide est partagée entre plusieurs vases, et que les masses partielles communiquent entre elles par des tubes inférieurs à leurs surfaces libres, l'équilibre de la masse totale exige que le liquide ait le même plan horizontal de niveau dans tous les vases; car lorsque l'équilibre existe, une membrane ou un piston mobile, qu'on imaginerait placé transversalement dans un des tubes de communication, devrait être également pressé sur ses deux faces, ce qui exige que le liquide soit à la même hauteur dans les deux vases réunis par ce tube. C'est sur ce principe qu'est fondé l'instrument connu sous le nom de *niveau d'eau*.

64. Lorsque deux liquides de densités différentes d et d' peuvent être en contact sans se combiner et l'un au-dessous de l'autre sans se mélanger, s'ils sont contenus séparément dans deux vases communiquants, leurs niveaux supérieurs seront à des hauteurs différentes h, h', au-dessus du plan horizontal P de leur surface de séparation. Mais, pour que ces liquides soient en équilibre, les hauteurs h, h', devront être telles, que la pression sur l'unité de

surface du plan P soit la même de part et d'autre. On devra donc avoir $gdh = gd'h'$, ou $h : h' :: d' : d$, c'est-à-dire que *les hauteurs des deux liquides devront être en raison inverse de leurs densités.* Cette conséquence peut être vérifiée par l'expérience : si l'on prend un tube recourbé, que dans une des branches on verse du mercure, et de l'eau dans la seconde, lorsque l'équilibre est établi, on remarque que l'eau s'élève treize fois et demie plus haut que le mercure au-dessus du plan de la surface de séparation des deux liquides; et l'on sait que le mercure pèse treize fois et demie plus que l'eau, sous le même volume. Fig. 14.

Les rapports des dimensions des deux vases communiquants pouvant varier sans que le principe précédent cesse d'avoir lieu, on voit qu'il est possible de faire équilibre à une grande masse de liquide contenue dans un vase très-large, au moyen d'une petite masse du même liquide contenue dans un second vase communiquant avec le premier, et beaucoup plus étroit. On conçoit encore que l'on puisse remplacer de chaque côté une portion du liquide par un piston sur lequel on exercera une pression équivalente au poids du liquide supprimé, sans que l'équilibre cesse d'avoir lieu. C'est sur ce principe qu'est fondée la presse hydraulique.

Hydrodynamique.

65. Les mouvements des fluides en général sont étudiés dans l'hydrodynamique; mais cette science ne conduit pas à des résultats exacts quand il s'agit des liquides, parce qu'elle les traite comme des fluides parfaits et incompressibles, et fait abstraction de la viscosité, dont les lois inconnues ne peuvent être soumises au calcul. Cette imperfection de la mécanique rationnelle, sur un sujet si utile aux ingénieurs, a fait chercher des formules empiriques qui représentent assez bien les lois de l'écoulement de l'eau dans les circonstances où on les emploie; l'ensemble de ces recherches, à la fois théoriques et expérimentales, constitue aujourd'hui la science importante de l'hydraulique. Il n'est utile de citer ici qu'un seul principe d'hydrodynamique.

Il s'agit de déterminer la vitesse constante d'un liquide à l'orifice inférieur d'un vase où le niveau est entretenu invariable. Pour résoudre cette question on peut s'appuyer sur quelques considérations relatives aux forces vives. Lorsqu'un moteur soulève un poids P d'une hauteur h, l'effet produit est représenté par Ph; on dit alors que le moteur dépense une quantité de *force vive* Ph. D'après cela, une masse m animée d'une vitesse v possède une force vive $\frac{1}{2}mv^2$; car si la pesanteur agit sur m en sens contraire de la vitesse v, cette masse pourra atteindre avec une vitesse nulle la hauteur $h = \frac{v^2}{2g}$

(§ 20); l'effet produit par la destruction complète de la vitesse initiale v sera donc représenté par $mg\frac{v^2}{2g}$ ou $\frac{1}{2}mv^2$. D'où il suit qu'une masse m pesante, pouvant descendre d'une hauteur h, et acquérir ainsi une vitesse $v=\sqrt{2gh}$, possède par cela même une force vive $\frac{m}{2}2gh$, ou mgh.

Ces principes établis, revenons à la question posée. Le niveau restant le même et la vitesse d'écoulement (x) étant uniforme, le liquide contenu dans le vase possède toujours la même somme de forces vives. Or tandis qu'une masse m s'écoule, emportant une force vive $\frac{1}{2}mx^2$, une autre masse m la remplace vers le haut du vase à une hauteur h au-dessus de l'orifice, apportant ainsi une force vive mgh; on doit donc avoir $\frac{1}{2}mx^2=mgh$, ou $x=\sqrt{2gh}$, c'est-à-dire que la vitesse d'écoulement sera la même que celle acquise par un corps tombé de la hauteur h. Cette loi peut être vérifiée par l'expérience (§ 96). On suppose ici que le liquide affluent ait une vitesse très-petite, négligeable dans la sommation des forces vives.

QUATRIÈME LEÇON.

Des gaz. — Pesanteur de l'air. — Baromètre. — Machine pneumatique. — Machine de compression.

66. Les fluides élastiques sont rangés en deux classes, les gaz permanents et les vapeurs. Les premiers sont ceux qui, soumis aux pressions ou aux diminutions de température les plus fortes dont on puisse disposer, ne peuvent se liquéfier. Les vapeurs, au contraire, passent facilement à l'état liquide par des variations de pression et de température. Il n'y a réellement aucune différence essentielle entre les gaz et les vapeurs. Il est très-probable que l'on parviendra à liquéfier les gaz qui ont été regardés jusqu'ici comme permanents. D'un autre côté, les vapeurs, tant qu'elles ne changent pas d'état, présentent les mêmes propriétés que les gaz; elles ne jouissent de propriétés particulières que lorsqu'elles se trouvent dans des circonstances où elles doivent se liquéfier en partie. Des gaz.

67. Il faut distinguer dans un fluide élastique en équilibre, comme dans les liquides, deux sortes de pressions : celle qui provient d'une action exercée sur la surface, laquelle se transmet sans altération dans la masse; et la pression due à la pesanteur, qui varie avec la profondeur du point que l'on considère. La somme de ces deux pressions forme en chaque point la pression propre du fluide, ou ce qu'on appelle son *élasticité*, sa *force élastique;* elle tend à écarter les molécules du gaz, et agit de dedans en dehors sur les corps étrangers qui s'opposent à son expansion. Pressions dans les gaz.

On peut démontrer par l'expérience que les fluides élastiques exercent des pressions sur les parois des vases qui les contiennent. Lorsqu'une portion de gaz est contenue dans une vessie non gonflée, les parois sont sollicitées intérieurement et extérieurement par des pressions égales, et le système est en équilibre; mais si l'on diminue les pressions extérieures par un procédé que nous indiquerons, la vessie fermée se gonfle de plus en plus, quoique le gaz intérieur n'ait pas augmenté en masse; son volume seul aug-

mente, et sa force élastique diminuant, fait à chaque instant équilibre à la pression extérieure.

Pesanteur de l'air.

68. C'est Galilée qui le premier démontra par l'expérience que l'air atmosphérique était pesant. Pour se convaincre de cette vérité, il suffit de prendre le poids d'un ballon de verre fermé, contenant de l'air ou tout autre fluide élastique; d'enlever par la machine pneumatique, que nous décrirons par la suite, la presque totalité de ce gaz; enfin de peser le ballon de nouveau. Cette seconde pesée donne un poids très-sensiblement moindre que le premier.

L'air étant pesant, l'atmosphère qu'il compose au-dessus de la terre, doit exercer sur tous les corps entourés par elle, des pressions plus ou moins fortes, suivant sa densité et la hauteur où se trouvent ces corps. On peut, en effet, prouver par l'expérience l'existence de ces pressions, et constater que leurs variations avec la hauteur et la densité de l'air, sont celles que leur assigne la cause qui vient d'être énoncée.

Pression atmosphériq.

69. Lorsqu'un liquide est en équilibre dans un vase, sa surface libre est un plan horizontal. Si sur toutes les parties de cette surface libre on exerce des pressions égales, elle restera plane, et l'équilibre ne cessera pas de subsister. C'est ce qui arrivera, par exemple, si l'on met un autre liquide différent et moins dense sur le premier. Mais si l'on empêche la pression nouvelle de s'exercer sur tous les points de la surface du premier liquide, en y plongeant un tube avant de verser le second, la surface de ce dernier ne pourra plus rester entièrement dans le même plan, à cause de l'inégalité des pressions. L'équilibre ne pourra subsister que lorsque le liquide inférieur se sera élevé dans le tube à une hauteur capable de balancer la pression extérieure. (Fig. 15.)

C'est ce qui doit arriver si l'atmosphère exerce une pression sur le niveau du liquide extérieur, et que le tube soit fermé par en haut et vide d'air. Or, si l'on remplit de mercure un tube fermé par un bout, et d'un mètre de longueur, qu'on le renverse en pressant le doigt sur son ouverture pour le plonger verticalement ainsi renversé dans un bain de mercure, son extrémité cessant d'être bouchée, on voit le liquide descendre et s'arrêter dans le tube, à $0^m,76$ environ au-dessus du niveau extérieur. La pression que l'atmosphère exerce sur la surface du bain est donc égale au poids d'une colonne cylindrique de mercure, qui aurait cette surface pour base, et $0^m,76$ de hauteur. Cette expérience fut faite pour la première fois par Toricelli, disciple de Galilée. (Fig. 16.)

Baromètre.

70. La pression atmosphérique peut être mesurée par la hauteur

de la colonne de mercure contenue dans le tube, qui doit évidemment diminuer ou augmenter avec cette pression. L'ensemble du tube, de la cuvette, et du mercure qu'ils contiennent, forme ainsi un instrument utile auquel on donne le nom de *Baromètre*. A l'époque de son invention, les principes hydrostatiques sur lesquels il est fondé ayant été jusque alors inconnus, on constata, pour vérifier l'explication de ce fait nouveau, que les colonnes verticales de différents liquides capables de faire équilibre à la pression atmosphérique, étaient en raison inverse de leurs densités. On reconnut que la forme et l'inclinaison du tube barométrique n'avaient pas d'influence sur la distance verticale comprise entre les plans de niveau du mercure, dans la cuvette et le tube, cette distance restant toujours la même dans tous les cas. Enfin, comme dernière vérification, on constata qu'en s'élevant dans l'atmosphère, la pression indiquée par le baromètre allait en diminuant. Toutes ces conséquences du fait de la pesanteur de l'air et des principes de l'hydrostatique, sont aujourd'hui trop évidentes pour qu'il soit nécessaire de s'étendre sur ce sujet.

A Paris la hauteur barométrique varie de $0^m,72$ à $0^m,78$; sa grandeur moyenne est $0^m,756$. Au niveau des mers, la hauteur moyenne du baromètre paraît être partout de $0^m,7629$. On adopte généralement $0^m,76$ pour la pression normale à laquelle on rapporte les forces élastiques des gaz.

71. Pour obtenir un baromètre qui puisse donner des résultats exacts et précis, il faut prendre certaines précautions dans sa construction et son emploi. Il y a des baromètres de différentes formes, mais ils ont tous une partie commune, c'est le tube dans lequel le mercure doit s'élever. Il est bon de prendre ce tube un peu large, pour éviter l'inconvénient de l'action mutuelle du verre et du mercure, qui pourrait nécessiter une trop grande correction à chaque observation, comme nous le verrons par la suite; cependant ce tube ne doit pas être trop gros, si l'on veut que l'instrument soit portatif. Construction du baromètre.

Il faut éviter avec soin que le tube ne contienne de l'air adhérent à ses parois; car cet air, par sa légèreté spécifique, montant dans la partie supérieure, exercerait sur la surface du mercure une pression qui diminuerait la hauteur de la colonne, et conduirait à des résultats faux. De plus, le mercure et le tube doivent être parfaitement desséchés, car l'eau se répandant en vapeur dans le vide du baromètre, occasionnerait aussi une dépression. On éloigne ces causes d'erreurs en ne versant d'abord dans le tube qu'une partie du mercure destiné à le remplir, que l'on échauffe jusqu'à la faire

bouillir ; on la laisse refroidir avant d'en verser une seconde, que l'on échauffe de la même manière, et ainsi de suite. Par ces ébullitions successives les bulles d'air sont chassées, l'eau vaporisée se dégage, et la vapeur de mercure entraîne leurs dernières parties dans l'atmosphère. Lorsque le tube est presque plein, on achève de le remplir en y versant du mercure parfaitement sec. On doit se servir à cet effet d'un entonnoir capillaire, et abaisser son bec jusqu'à la surface du liquide dans le tube, car il pourrait se glisser des bulles d'air si le mercure y tombait en gouttes.

Il ne faut faire bouillir qu'une petite longueur de mercure à la fois pour éviter la rupture du tube, qui serait occasionnée par la chute d'une trop grande colonne que les vapeurs pourraient soulever. Il faut se garder aussi de prolonger trop longtemps chaque ébullition partielle ; car il pourrait se former de l'oxide de mercure ayant une densité moindre que celle du métal liquide, et qui formerait une petite couche au sommet de la colonne barométrique, en sorte qu'il deviendrait impossible de mesurer exactement la hauteur de mercure pur faisant équilibre à la pression de l'atmosphère. On est averti de cette imperfection par la forme de la surface libre dans le tube barométrique en place ; elle devient alors concave ou plane, tandis qu'elle est convexe quand le liquide est parfaitement pur. C'est en cherchant à expliquer cette anomalie dans la forme de la surface, que M. Dulong a découvert la cause qui la produisait.

C'est par le moyen de mesurer exactement la hauteur à laquelle le mercure s'élève dans le tube, au-dessus du niveau extérieur de la cuvette, que les baromètres diffèrent beaucoup. Comme on n'emploie pas ordinairement une cuvette d'un très-grand diamètre, le niveau du liquide qu'elle contient s'élève ou s'abaisse lorsque la pression atmosphérique, et par suite la colonne barométrique, diminuent ou augmentent. Si donc on se servait d'une échelle fixe, la division correspondante à la surface libre du mercure dans le tube ne donnerait pas sa véritable hauteur. Si une cuvette très-large n'était pas trop incommode, elle remédierait à cet inconvénient, car la variation de niveau du mercure qu'elle contiendrait pourrait être assez petite pour être négligeable, surtout dans les observations qui n'exigeraient pas un grand degré de précision. Quelquefois on se contente de rendre l'échelle mobile, de manière à ramener le zéro de ses divisions au niveau extérieur du mercure.

72. On a imaginé en Angleterre un genre de baromètre dans lequel la variation du niveau extérieur du mercure est insensible.

Le milieu du fond de la cuvette DE communique, par un goulot AB, avec un réservoir sphérique ACB, où plonge le tube. Le mercure qui remplit ce réservoir déborde dans la cuvette, d'une quantité capable de couvrir au moins la moitié de sa base, mais insuffisante pour se répandre sur toute la surface. Or, quand on augmente la masse d'une large goutte de mercure étendue sur le fond plat d'un vase de verre, l'expérience indique que la hauteur de cette goutte ne varie pas d'une quantité appréciable, pourvu que sa largeur soit plus grande qu'une certaine limite, et moindre que le diamètre du vase. Ainsi tant que l'abaissement du mercure dans le tube barométrique n'étendra pas la goutte DF jusqu'en E, le niveau DF pourra être regardé comme constant. Il suffira donc que, dans les plus grandes variations extrêmes du baromètre, la largeur de la goutte ne soit jamais moindre que DB, ni égale à DE; et l'on pourra alors mesurer exactement la hauteur de la colonne barométrique, au moyen d'*une échelle* fixe ayant son zéro à la hauteur du niveau supérieur de la goutte. On parvient à remplir ces conditions en donnant au tube et à la cuvette des diamètres convenables, quand on se propose uniquement de constater les variations de la pression atmosphérique dans un même lieu, et que l'on connaît d'avance les limites extrêmes de cette pression. Fig. 17.

Baromètre de Fortin.

73. Le baromètre le plus généralement employé par les physiciens et les voyageurs, est celui de Fortin. Il se distingue des autres en ce qu'on peut toujours ramener, avec beaucoup d'exactitude, le niveau du mercure dans la cuvette au zéro de l'échelle, en rendant ce niveau mobile et laissant l'échelle fixe. La cuvette est composée d'un vase cylindrique de verre, dont le fond est formé par un sac de peau, qui peut être soulevé et abaissé au moyen d'une vis de pression. Le zéro est indiqué par une pointe d'ivoire fixe, dont on voit l'image réfléchie par la surface du mercure dans la cuvette. A moins que la pointe ne touche ce miroir, on aperçoit une distance entre elle et son image; or, en agissant sur la vis de pression, on peut soulever le mercure jusqu'à ce que cette distance disparaisse. On est sûr alors que le niveau correspond au zéro de l'échelle. Fig. 18.

Le tube barométrique se termine dans la cuvette par un bec dont l'ouverture très-étroite s'oppose plus efficacement à l'entrée de l'air. Le réservoir cylindrique est fermé vers le haut par une peau qui laisse tamiser l'air, et la pression atmosphérique se transmet ainsi à la surface du mercure. L'échelle est pratiquée sur un tuyau de cuivre qui enveloppe le tube de verre et le préserve des chocs; à ce tuyau sont pratiquées deux fentes verticales opposées, assez Fig. 19.

larges pour qu'on puisse apercevoir facilement le niveau de la surface libre. Pour mesurer exactement la hauteur de ce niveau, on se sert d'un vernier porté sur une pièce métallique, mobile le long de la garniture au moyen d'une vis micrométrique. Cette pièce cylindrique creuse est percée vers le bas de deux échancrures opposées, dont les bords sont exactement dans le même plan horizontal. L'œil doit suivre ce plan dans son mouvement descendant, jusqu'à ce que le milieu de la surface de niveau devienne obscur. Car cette surface étant convexe, on aperçoit toujours un trait de lumière en son sommet, pour peu que le plan tangent à la surface en ce point ne se confonde pas encore avec le plan des bords du curseur. C'est cette coïncidence qu'il faut saisir, pour obtenir, au moyen du vernier, la hauteur barométrique à un vingtième de millimètre près.

Afin de rendre ce baromètre portatif, on se sert d'une espèce de canne se divisant en trois tiges, qui séparées peuvent former un trépied pour supporter l'instrument, et qui rapprochées l'enveloppent de toutes parts. L'instrument est fixé au trépied par le
FIG. 20. système de deux axes croisés rectangulairement; il peut ainsi se mouvoir dans tous les sens autour de son point de suspension, et prendre de lui-même la position verticale nécessaire pour l'observation. On peut renverser ce baromètre sans risque de le briser ou de le déranger, propriété que ne possèdent pas au même degré toutes les autres formes employées. Pour le transporter, on fait remonter le mercure du réservoir au moyen de la vis de pression, jusqu'à ce qu'on éprouve une légère résistance; alors le tube barométrique est rempli. Il peut encore rester de l'air dans la cuvette; mais il se loge contre la paroi, et ne pourrait pénétrer dans le tube, à moins qu'on ne le renversât avec une trop grande précipitation pour le mettre en place.

Corrections. 74. Les observations du baromètre doivent subir deux corrections pour donner une mesure exacte de la pression de l'air : l'une, relative à la capillarité, tient compte de la dépression occasionnée dans la colonne de mercure par son contact avec le tube de verre; l'autre est relative à la température, dont les variations occasionnent des changements dans la densité du mercure, ce qui oblige de réduire les hauteurs observées à la même température normale, pour qu'elles puissent devenir comparables. Nous donnerons plus tard les valeurs de ces corrections. (Leçons 8ᵉ et 12ᵉ.)

Baromètre à syphon. 75. On emploie fréquemment le baromètre à syphon, qui consiste en un tube recourbé vers le bas, dont les deux branches sont

d'inégales longueurs; la plus grande est fermée, l'autre ouverte; elles peuvent avoir d'ailleurs la même largeur ou des largeurs différentes. Pour le construire, on remplit de mercure la branche la plus longue, en faisant les mêmes opérations que pour le tube droit. L'instrument étant ensuite placé dans la position qu'il doit occuper, si la branche fermée est suffisamment longue, le liquide descend, mais se maintient à $0^{m},76$ environ au-dessus du niveau de la branche ouverte, qui sert ainsi de cuvette. FIG. 21.

L'instrument connu sous le nom de *baromètre à cadran* n'est autre qu'un baromètre à siphon ordinaire. L'aiguille tourne avec l'axe d'une poulie cachée derrière le cadre, sur laquelle s'enroule un fil, tendu d'un côté par un contre-poids, et de l'autre par un flotteur en fer qui suit les variations de niveau du mercure dans la branche ouverte. Cet appareil ne saurait donner des indications très-précises, à cause de son inertie et du frottement de la poulie sur son axe. FIG. 22.

Dans tout baromètre à siphon, la distance verticale comprise entre les deux plans de niveau du mercure, donnera toujours la hauteur qui doit servir de mesure à la pression atmosphérique, que le tube ait ou n'ait pas la même section transversale; mais s'il est partout d'égal diamètre, à chaque changement de cette pression, le mercure descendra autant dans l'une des branches qu'il remontera dans l'autre, en sorte qu'on pourra se contenter d'observer la variation d'un des niveaux, et la doubler ensuite pour avoir la variation totale. Il y a d'ailleurs un autre avantage à donner aux deux branches la même section transversale: on évite ainsi la correction due à la capillarité, car cette force a la même intensité, et agit en sens contraires aux deux extrémités de la colonne liquide, quand les parties du tube où elles aboutissent ont le même diamètre. (8e leçon.)

Le baromètre à siphon, tel que nous venons de le décrire, n'est pas transportable, les secousses pouvant facilement faire rentrer l'air dans le vide du long tube. On avait proposé d'adapter à la petite branche un robinet qui fermât toute communication avec l'air extérieur quand on voulait déplacer le baromètre; mais un robinet ne ferme bien qu'avec le secours d'un corps gras, dont le contact déterminant l'oxidation du mercure, obligerait de démonter souvent l'appareil pour renouveler le liquide.

Baromètre de M. Gay-Lussac.

76. M. Gay-Lussac a imaginé un baromètre à siphon portatif, où l'air ne peut s'introduire lors des secousses du transport, sans qu'il soit nécessaire pour cela de faire usage d'un robinet. Le tube

total est composé de trois parties distinctes, $\overline{AB}$, $\overline{BCD}$, $\overline{DE}$; la première et la troisième ont un même diamètre, égal à celui des tubes barométriques ordinaires; quant à la seconde, qui forme le coude,
FIG. 23. elle est beaucoup plus étroite. La longue branche CBA est fermée; la petite CDE sert de cuvette, mais ne communique avec l'atmosphère que par une très-petite ouverture E, qui laisse entrer l'air, et par laquelle le mercure ne pourrait sortir. Le tube est fixé sur une échelle double, dans une boîte longue et étroite, contenant en outre un thermomètre qui donne la température de l'appareil.

La boîte étant ouverte et suspendue, en sorte que les deux branches du tube soient verticales et le coude en bas, le baromètre a la position propre à l'observation; les extrémités de la colonne aboutissent dans les parties AB et DE, de même diamètre, en des points dont on peut constater les positions variables au moyen de deux verniers mobiles sur la double échelle. Pour transporter ce baromètre, on le renverse sans précipitation; le mercure de la cuvette s'écoule dans la longue branche qui se remplit; mais son niveau
FIG. 24. doit rester dans la partie courbe DCB. Lorsqu'on veut observer de nouveau, on retourne la boîte; alors le mercure retourne à la cuvette en chassant l'air devant lui par le canal BCD, trop étroit pour que la colonne liquide puisse s'y diviser.

Il paraît cependant que des secousses trop vives, qu'il est impossible d'éviter en voyage, introduisent quelquefois de l'air dans le vide de ce baromètre. Mais on doit à M. Bunten une modification ingénieuse qui détruit toute chance d'un semblable accident; elle
FIG. 25. consiste à terminer la partie AB en pointe très-fine, et à souder autour d'elle l'extrémité supérieure du tube, convenablement élargie. Par cette disposition, les bulles d'air auxquelles les cahots du transport font franchir le canal étroit ne peuvent s'élever dans la partie supérieure du baromètre, car il leur faudrait pour cela passer par l'ouverture très-fine de la pointe, isolée au milieu d'une masse de mercure; elles vont alors se loger entre cette pointe et la paroi gonflée, et l'on peut facilement les chasser de cette cavité en secouant un peu l'instrument renversé.

Le baromètre de M. Gay-Lussac est beaucoup moins pesant et conséquemment plus portatif que celui de Fortin; mais il exige deux observations de hauteur au lieu d'une, ce qui double l'incertitude du résultat. Ce désavantage est surtout sensible quand il s'agit de constater de légères différences dans la pression atmosphérique; car de très-petites variations de hauteur, sensibles dans le

baromètre de Fortin, peuvent rester inaperçues étant partagées entre les deux branches du baromètre à siphon.

77. Dans tout baromètre, l'espace intérieur que la colonne de mercure laisse au-dessus d'elle, est vide de toute matière pondérable, ou du moins il ne peut contenir que de la vapeur de mercure, dont la densité doit être tellement petite aux températures ordinaires de l'atmosphère, qu'on peut se dispenser d'y avoir égard dans le plus grand nombre de circonstances. Cet espace est appelé *vide barométrique*. Les corps qu'on y introduirait se trouveraient privés du contact de tout gaz; mais, à moins d'avoir à manœuvrer des appareils très-incommodes et qui exigeraient une très-grande quantité de mercure, on ne peut donner à cet espace vide assez d'étendue, pour observer la plupart des phénomènes que peuvent présenter des corps ainsi isolés. Il est presque toujours préférable d'employer dans ce but la machine pneumatique, instrument dont il nous importe d'ailleurs de donner ici la description, pour pouvoir étudier d'une manière plus complète les propriétés des gaz. Vide barométriq.

78. Pour priver autant que possible un corps du contact de l'air, on l'isole comme il le serait dans un vase fermé, en le recouvrant d'une cloche de verre, dont l'ouverture est appliquée sur un plan métallique qu'on appelle *platine*; on assure la perfection de ce contact par l'interposition d'un corps gras. La portion d'espace ainsi limitée porte le nom de *récipient*; elle communique par un canal recourbé qui traverse la platine avec un corps de pompe cylindrique, dans lequel peut se mouvoir un piston. Un robinet placé près de ce corps de pompe, traverse le canal, et permet d'établir ou d'intercepter à volonté la communication. Enfin une ouverture est pratiquée dans l'épaisseur du piston; elle est munie d'une soupape qui se ferme lorsqu'elle est plus pressée de haut en bas que dans le sens opposé, mais qui s'ouvre facilement dans le cas contraire. Machine pneumatique. Fig. 26.

Le robinet étant ouvert, on soulève le piston; l'air extérieur ne peut se glisser à travers les joints qui le séparent du cylindre, si, comme nous le supposons, l'appareil est bien exécuté; alors, la soupape étant fermée, l'air du récipient se dilate et se répand dans le corps de pompe. Lorsque le piston est parvenu au plus haut de sa course, on l'abaisse après avoir fermé le robinet; il comprime la masse d'air isolée au-dessous de lui, et la force élastique de ce gaz augmentant, finit par devenir supérieure à celle de l'atmosphère; alors la soupape s'ouvre, et l'air du corps de pompe s'échappe.

Le piston étant arrivé au bas de sa course, on peut recommencer

la même série d'opérations, et diminuer ainsi successivement l'air du récipient. Il est facile de voir que sa masse décroît en progression géométrique, lorsque le nombre des coups de piston augmente en progression arithmétique; car le jeu de l'appareil enlève à chaque coup la même fraction de la masse d'air restante, fraction qui a pour numérateur le volume du corps de pompe, et pour dénominateur ce même volume augmenté de la capacité du récipient. Mais cette progression décroissante ne saurait continuer indéfiniment: le poids qu'on est obligé de conserver à la soupape pour qu'elle soit suffisamment résistante, et l'impossibilité de réduire à zéro l'espace compris entre les parois du corps de pompe et le piston baissé arrêtent toujours l'efficacité de l'appareil, et s'opposent à l'extraction de la totalité de l'air. En effet, pour que le gaz renfermé dans le corps de pompe puisse s'échapper lors de la descente du piston, il faut qu'il soulève la soupape; or, lorsqu'on aura répété les opérations précédentes un certain nombre de fois, il arrivera nécessairement que la quantité de ce gaz, devenue très-petite, se logera entre les parois du cylindre et du piston, sans pouvoir exercer contre la soupape une pression suffisante pour la soulever. A partir de ce moment, la masse d'air du récipient ne pourra plus diminuer.

La machine pneumatique, telle que nous venons de la décrire, est la première qu'on ait employée. On avait à manœuvrer le robinet deux fois à chaque coup de piston. Sur la fin de l'opération, la pression intérieure étant très-faible, il fallait vaincre, pour soulever le piston, la pression de l'atmosphère sur sa face supérieure, ou le poids d'une colonne cylindrique de mercure de même base, ayant 28 pouces environ de hauteur.

Mais la machine pneumatique a été perfectionnée depuis son invention. On se sert de deux corps de pompe de mêmes dimensions, communiquant tous deux par un même conduit avec le récipient, et dont les tiges, disposées en crémaillères, peuvent être mises en mouvement par l'intermédiaire d'un pignon, qu'une double mani-
FIG. 27. velle assemblée sur son axe permet de faire tourner, tantôt dans un sens, tantôt dans l'autre. On est ainsi parvenu à équilibrer entre elles les pressions exercées par l'atmosphère sur les deux pistons, puisque, dans le mouvement produit, l'un de ces pistons monte tandis que l'autre descend.

Pour remplacer le robinet, on a pratiqué dans le piston, formé d'un grand nombre de rondelles en cuir réunies par pression, un trou dans lequel une tige de cuivre bien rodée peut se mouvoir à frottement; cette tige est terminée vers le bas par un cône, qui

ferme l'ouverture du tube de communication avec le récipient lorsque le piston s'abaisse, mais qui la laisse libre quand le piston s'élève. Pour limiter l'ascension de ce petit cône, et faire en sorte qu'il reste toujours très-près de l'ouverture, la tige, prolongée au-dessus du piston, va butter contre un plan horizontal fixe vers le haut du corps de pompe. Il est aisé de concevoir le jeu de ce mécanisme.

La soupape du piston est formée d'une petite rondelle en cuir, pincée en deux points diamétralement opposés, de manière à s'appliquer exactement sur l'orifice, et dont il faut que l'air intérieur surmonte l'élasticité pour sortir par ses joints latéraux. Cette rondelle retombe ensuite en vertu de cette élasticité et de la pression de l'atmosphère quand le piston est soulevé. Pour pouvoir à volonté fermer ou ouvrir une communication entre le récipient et l'air extérieur, on se sert d'un robinet auquel on donne le nom de *clef* de la machine. Ce robinet est placé transversalement au conduit principal qui va du récipient aux corps de pompe; il est percé de deux canaux : l'un, transversal, doit être dans l'axe du conduit lorsqu'on veut faire le vide; l'autre traverse la tête du robinet, se recourbe et aboutit latéralement à un cadran de distance des ouvertures du premier; son orifice extérieur est fermé par un bouchon métallique. Pour faire rentrer l'air, on ôte le bouchon et l'on tourne le robinet d'un quart de révolution; l'ouverture intérieure du second canal est alors dans l'axe du conduit principal de la machine. Fig. 28.

79. On adapte ordinairement à la machine pneumatique une *éprouvette* renfermée sous une cloche communiquant avec le récipient, et qui indique la pression de l'air intérieur vers la fin de l'opération. Cette éprouvette est un baromètre à siphon tronqué, dont les deux branches ont une même longueur de 1 à 2 décimètres seulement. Lors des premiers coups de piston, le mercure remplit toute la branche fermée; mais il baisse dans cette branche, et remonte dans l'autre quand la pression de l'air du récipient a suffisamment diminué; alors les deux niveaux se rapprochent de plus en plus; mais ils s'arrêtent toujours, malgré le mouvement continué des pistons, avant d'avoir atteint le même plan horizontal; ce qui tient, comme nous l'avons dit, à l'inertie de la soupape et à l'espace compris entre les parois et le dessous du piston baissé, espace qu'il est impossible d'annuler. Le degré de perfection d'un appareil pneumatique se mesure par la différence des hauteurs du mercure dans les deux branches de l'éprouvette, lorsqu'elles ont

Éprouvette de la machine pneumatique.

Fig. 29.

atteint leur état stationnaire. Les meilleures machines de ce genre font le vide à 1 ou 2 millimètres près.

Machine de M. Babinet. 80. M. Babinet a imaginé de faire subir à la machine pneumatique une modification qui permet d'obtenir un vide plus complet; elle consiste principalement dans un robinet placé à la bifurcation du conduit horizontal, ayant la forme d'un T, qui fait communiquer le récipient et les corps de pompe. Ce robinet est percé d'un canal longitudinal toujours situé dans l'axe du conduit principal de la machine, et qui aboutit à trois canaux transversaux, desquels deux se correspondent sur un même diamètre, et le troisième est perpendiculaire à cette ligne. Lorsqu'on commence à faire le vide, le robinet est tourné de telle manière que les deux canaux transversaux opposés l'un à l'autre, soient dans l'axe des conduits partiels dirigés vers les corps de pompe. Le troisième canal transversal, aboutissant alors à la paroi du cône tronqué creux dans lequel se meut le robinet, est sans issue. La machine est dans l'état ordinaire et fonctionne de la même manière. (Fig. 30.)

Mais lorsque l'éprouvette devient stationnaire, on tourne le robinet d'un quart de révolution, de manière à placer le troisième canal transversal dans l'axe d'un des conduits partiels; les deux premiers sont alors sans issue, et le récipient ne peut fournir d'air qu'à l'un des deux corps de pompe A. Quant au second B, son conduit partiel maintenant fermé du côté du récipient, communique directement avec le fond du premier corps de pompe A au moyen d'un conduit oblique C, lequel doit être fermé lors du premier état de la machine. On concevra facilement qu'un petit canal traversant la partie pleine du robinet puisse remplir ce double objet, ce nouveau canal n'ayant pas d'issue lors de la première position, et se tournant dans l'axe du conduit C lors de la seconde. (Fig. 31.)

En continuant à faire agir la machine dans le nouvel état, lorsque le piston de A s'élève, une portion de l'air restant dans le récipient peut se répandre dans ce corps de pompe, mais non dans B, car le second piston descendant, le conduit C est fermé par sa tige. Lorsque au contraire le piston de A descend, il refoule de l'air dans B par le conduit C alors ouvert, et ainsi de suite. Dans cette seconde série d'opérations, la soupape du piston de A reste constamment fermée, c'est comme si ce piston était plein; mais le gaz, constamment refoulé dans le corps de pompe B, peut acquérir une force élastique suffisante pour soulever la soupape de son piston et s'échapper dans l'atmosphère, ce qui diminuera d'autant la masse d'air intérieure.

Pour évaluer numériquement l'importance de la modification dont il s'agit, soient, dans le premier état de la machine : P la capacité du corps de pompe B, lorsque le piston est au plus haut de sa course, p l'espace que ce piston laisse encore au-dessous de lui lorsqu'il est au plus bas, et m la masse d'air qui reste dans p quand l'efficacité de la machine s'arrête par les causes connues. $\frac{m}{p}$ est la densité de l'air renfermé au-dessous du piston baissé, lorsque la soupape cesse de s'ouvrir. Cette densité peut être prise pour celle de l'air atmosphérique, car au coup de piston précédent la soupape s'était ouverte, et l'espace p communiquait avec l'atmosphère. $\frac{m}{P}$ est la densité de l'air contenu dans le corps de pompe lorsque le piston est au plus haut de sa course ; cette densité est évidemment celle de l'air du récipient quand sa masse ne peut plus diminuer. Ainsi l'unité de volume du récipient, qui contenait une quantité d'air égale à $\frac{m}{p}$ au commencement de l'opération, ne contient plus à la fin qu'une masse $\frac{m}{P}$; la fraction $\frac{p}{P}$ représente donc le pouvoir raréfiant de la machine dans son état ordinaire ; c'est-à-dire que la quantité d'air qu'on ne peut enlever, est à celle que le récipient contenait dans l'origine, comme p est à P.

Revenons maintenant au second état. L'efficacité s'arrêtera lorsque le corps de pompe B ne contiendra plus qu'une quantité d'air égale à m, et qu'il n'en recevra plus de A, c'est-à-dire quand la masse d'air de ce dernier corps de pompe restera stationnaire malgré le jeu de son piston. Cela posé, supposons que les deux corps de pompe aient exactement les mêmes dimensions, et désignons par p' la capacité du conduit C. Lorsque le piston de B est au plus haut et celui de A au plus bas, $\frac{m}{P}$ est la densité de l'air dans B ; et les deux corps de pompe communiquant alors, $\frac{m}{P}$ est aussi la densité du gaz contenu dans l'espace $p+p'$ que le piston de A laisse au-dessous de lui. Il suit de là que la masse d'air stationnaire de A est $\frac{m}{P}(p+p')$; quand son piston est au plus haut, cette même masse d'air occupe l'espace $P+p'$, et sa densité, alors la même que sous le récipient, est $\frac{m}{P}\cdot\frac{p+p'}{P+p'}$. Ainsi l'unité de volume du récipient, qui contenait primitivement une quantité d'air égale à $\frac{m}{p}$, ne contient plus, lorsque l'appareil cesse d'être efficace dans le second état, qu'une masse d'air $\frac{m}{P}\cdot\frac{p+p'}{P+p'}$. Le pouvoir raréfiant de la machine pneumatique, perfectionnée par M. Babinet, est dont égal à la fraction $\frac{p(p+p')}{P(P+p')}$.

S'il était possible d'annuler l'espace p', la fraction précédente deviendrait $\frac{p^2}{P^2}$; et l'on pourrait dire que la densité de l'air restant dans la nouvelle machine, est à celle de l'air qu'on ne peut extraire au moyen de l'ancienne, comme cette dernière est à la densité de l'air atmosphérique. Quoi qu'il en soit, le mercure est un liquide trop dense pour rendre sensible la faible pression que conserve l'air du récipient, lorsqu'on fait usage du perfectionnement dont il s'agit. Il faut alors se servir d'une éprouvette d'acide sulfurique, et quand elle semble rester stationnaire, la différence des hauteurs est plus petite qu'un millimètre. D'après la théorie, le vide devrait être encore plus parfait que ne l'indique ce résultat de l'expérience; mais il est impossible d'éviter que les ouvertures des conduits partiels, que les tiges doivent alternativement laisser ouvertes et fermées, ne restent au moins une fraction de seconde ouvertes en même temps, et il est facile de concevoir que cette cause doit s'opposer à ce que la raréfaction puisse être poussée aussi loin.

Machine de compression.

81. Parmi les appareils dont on se sert pour augmenter la pression de l'air dans un espace limité, il en est un qui ne diffère pas quant à sa forme de la machine pneumatique ordinaire, et qu'on appelle *machine de compression.* Dans chaque corps de pompe, l'ouverture que la soupape conique à tige tient fermée, lors de la descente du piston, communique avec l'atmosphère; une soupape en cuir est disposée au-dessous de l'orifice du conduit partiel allant au récipient, de manière à le fermer lors d'un excès de pression de bas en haut. Par cette disposition, le corps de pompe se remplit d'air atmosphérique lorsque son piston monte, et la masse de gaz qu'il contient est ensuite refoulée dans le récipient par le piston descendant. On fait ainsi entrer à chaque coup un volume d'air égal à la capacité des corps de pompe, en sorte que la masse de gaz renfermée augmente suivant les termes d'une progression arithmétique. Mais cette progression ne s'aurait continuer indéfiniment, et il y a encore ici une cause d'arrêt; car il arrive un moment où l'air de chaque corps de pompe peut se loger au-dessous du piston baissé, sans acquérir une force élastique suffisante pour vaincre la pression intérieure au récipient et ouvrir la soupape du conduit.

Fig. 32.

Dans cette machine, le récipient doit être vissé sur la platine, ou fortement pressé contre elle, sans quoi l'élasticité croissante de l'air qui s'y accumule finirait par le soulever. Cette précaution est inutile dans la machine pneumatique, car la pression atmosphérique étant au contraire plus forte que celle de l'air intérieur maintient le récipient sur la platine. L'éprouvette de la machine de

compression a encore la forme d'un baromètre à siphon tronqué; mais la branche fermée contient au-dessus du mercure une colonne de gaz, dont le volume diminue de plus en plus à mesure que la compression augmente, suivant une loi que nous indiquerons par la suite (§ 86).

CINQUIÈME LEÇON.

Effets de la pression atmosphérique. — Mesure de l'élasticité des gaz. — Loi de Mariotte. — Mélanges des gaz. — Cuves à eau et à mercure. — Mélanges des liquides et des gaz. — Pression de l'air sur l'eau. — Pompe aspirante. — Flacon de Mariotte. — Siphon.

Élasticité de l'air.

82. L'air atmosphérique doit être soumis aux conditions générales de l'équilibre des fluides. La pression normale exercée sur un élément plan quelconque, pris dans son intérieur, doit donc avoir la même intensité dans toutes les directions autour d'un point, et pour tous les points d'un même plan horizontal. Or puisque la pression de l'air, agissant de haut en bas sur la cuvette d'un baromètre, est égale au poids de la colonne de mercure soulevée, elle doit avoir la même mesure dans toute autre direction. Cette conséquence se vérifie par l'expérience. Si l'on retire lentement de sa cuvette le tube d'un baromètre, assez étroit pour que l'air ne puisse y diviser la colonne liquide, il la maintient suspendue contre l'action de la pesanteur; la pression de l'air agit donc de bas en haut avec la même intensité que dans la direction opposée. Si l'on remplit de mercure un tube barométrique, auquel soit soudé à angle droit un autre tube ouvert de petit diamètre, et qu'on renverse cet appareil, le mercure se répand en partie dans le second tube devenu horizontal, et se maintient dans le premier à la même hauteur que dans un baromètre ordinaire; la pression de l'air agit donc horizontalement, sur la surface libre inférieure du mercure, avec la même force que dans une direction verticale. (Fig. 22.)

Ainsi la force élastique d'une portion d'air atmosphérique renfermée dans un vase, ou la pression qu'elle exerce, de dedans en dehors, en tout point des parois qui la contiennent, est équivalente au poids d'une colonne cylindrique de mercure, ayant l'unité de surface pour base, et $0^m,76$ environ de hauteur; ce qui donne à peu près un kilogramme par centimètre carré. Et c'est encore avec cette force que l'air presse normalement, et de dehors en dedans, toutes les parties de la surface des corps qu'il entoure à la surface de la

terre. On peut rendre sensibles ces pressions partielles par plusieurs expériences. Si l'on place sur la platine de la machine pneumatique, une cloche percée d'une ouverture que l'on ferme par une membrane tendue, aussitôt que l'on fait mouvoir les pistons cette membrane se courbe vers l'intérieur, par l'excès de la pression atmosphérique sur celle de l'air raréfié; sa courbure augmente jusqu'à ce qu'elle soit déchirée, et l'air extérieur pénètre alors dans la cloche, brusquement et avec bruit.

Le récipient de la machine pneumatique, lorsque le vide existe dans son intérieur, éprouve sur toutes ses parties des pressions égales et mêmes plus fortes que celle qui déchire la membrane dans l'expérience précédente. Si ces pressions ne peuvent le briser, à cause de sa forme et de sa rigidité, elles se manifestent par un effet non moins sensible, en pressant fortement le récipient contre la platine. Il faudrait pour l'en séparer, et vaincre la résultante de ces pressions, produire un effort capable de soulever le poids d'une colonne de mercure qui aurait la même base que ce récipient et $0^{m},76$ de hauteur; la platine devrait être en outre retenue par une force semblable.

Mais pour rendre sensibles les efforts qu'exige la séparation de deux corps simplement juxta-posés, lorsqu'ils enveloppent un espace privé d'air, il est plus commode de se servir d'un appareil imaginé par Otto de Guéricke, inventeur de la machine pneumatique. Cet appareil se compose de deux hémisphères creux en métal, dont les bords peuvent s'appliquer exactement l'un sur l'autre; l'un d'eux est percé d'un petit canal qu'on peut ouvrir ou fermer au moyen d'un robinet; deux anneaux vissés sur leur surface permettent de les tirer en sens contraires. Lorsque la sphère creuse qu'ils forment étant réunis est remplie d'air atmosphérique, on n'a à vaincre pour les désunir que leur adhérence et leurs poids. Mais quand, au moyen du petit canal, on a fait le vide dans l'intérieur, la force nécessaire pour déterminer leur séparation devient beaucoup plus considérable; elle s'accroît alors d'autant de kilogrammes que la base de chaque hémisphère contient de centimètres carrés. Si l'on suspend par un des anneaux la sphère vide sous le récipient de la machine pneumatique, lorsqu'on enlève l'air qui l'entoure, ce qui supprime la pression extérieure, l'hémisphère inférieur se détache de lui-même et tombe sur la platine. FIG. 24.

Pression de l'air sur le corps humain.

83. Les pressions que l'air atmosphérique exerce sur les différentes parties d'un corps, toutes considérables qu'elles paraissent étant isolées, se contre-balancent mutuellement, et sont presque

détruites par la résistance que le corps oppose au rapprochement de ses particules, puisque leur résultante totale, dirigée de bas en haut, est simplement égale au poids de l'air déplacé. L'existence de la pression atmosphérique ne saurait donc gêner le mouvement d'un corps dans l'air ; la résistance opposée dans cette circonstance est d'une autre nature ; elle tient à ce que les masses d'air rencontrées doivent aussi entrer en mouvement pour remplir l'espace vide que le mobile tend à laisser derrière lui ; cette résistance est d'ailleurs insensible quand le corps est très-dense et animé de petites vitesses.

Ainsi le corps humain dont la surface est moyennement de $\frac{7}{4}$ de mètre carré, et sur lequel l'atmosphère exerce des pressions dont la somme totale est de 17500 kilogrammes environ, résiste à cette force par la réaction égale et opposée des fluides qu'il contient, et ses mouvements n'en éprouvent aucune gêne sensible. Mais les effets seraient tout différents si l'air cessait de presser une partie du corps avec la même intensité. La main placée sur un verre qui communique avec le conduit d'une machine pneumatique, y reste fixée lorsque l'air est en partie retiré au-dessous d'elle par le jeu des pistons, et c'est avec effort qu'on parvient à la retirer de cette position. Quand on applique une ventouse sur une partie du corps humain, c'est-à-dire une cloche sous laquelle on raréfie l'air, l'élasticité des fluides intérieurs, qui faisait équilibre à la pression de l'atmosphère, n'est plus contre-balancée en cet endroit, et le sang jaillit sous la cloche par des incisions faites à la peau. C'est par une cause analogue que des hémorragies et d'autres accidens graves peuvent résulter d'une ascension trop rapide sur une montagne élevée, si la pression des liquides intérieurs aux organes n'a pas eu le temps de diminuer graduellement, pour être toujours équilibrée par la pression de l'air ambiant, devenue beaucoup plus faible.

Mesure de l'élasticité des gaz.

84. On concevra facilement, d'après ce qui précède, comment le baromètre peut servir à mesurer la force élastique d'un gaz contenu dans un espace fermé. Par exemple, si cet espace communique avec les conduits de la machine pneumatique, le baromètre indique à chaque instant la pression de l'air intérieur. On voit la colonne de mercure diminuer de hauteur à mesure que le jeu des pistons raréfie le gaz du récipient ; lorsqu'au contraire, après avoir fait le vide, on tourne la clef de la machine pour introduire l'air atmosphérique, le baromètre remonte jusqu'à sa hauteur primitive. Si en outre le récipient communique avec la longue bran-

FIG. 35.

che d'un tube recourbé qui contient du mercure, et dont la petite branche, suffisamment élargie pour servir de cuvette, s'ouvre dans l'atmosphère, les deux niveaux du mercure, dans ce nouvel appareil, s'éloignent au contraire quand la machine agit, et se rapprochent lors de la rentrée de l'air; leur distance verticale indique à chaque instant l'excès de la pression atmosphérique sur l'élasticité du gaz raréfié. D'où il suit que si l'on ajoute cette distance à la hauteur indiquée au même instant par le baromètre renfermé, on doit retrouver une longueur égale à la colonne d'un baromètre disposé à l'air libre; c'est en effet ce qui se vérifie toujours.

On substitue quelquefois à l'éprouvette de la machine pneumatique l'un ou l'autre des deux appareils que nous venons de supposer réunis. On se sert du baromètre intérieur complet quand on veut mesurer directement la pression de l'air raréfié, après un petit nombre de coups de piston, qui suffisent pour l'objet qu'on se propose; ce qu'on ne pourrait faire avec l'éprouvette ordinaire. L'emploi du tube recourbé, ou d'un simple tube vertical ouvert sous un des conduits de la machine, et plongeant dans une cuvette à l'air libre, permet d'évaluer avec plus d'exactitude la pression du gaz intérieur; on observe alors la hauteur du mercure dans ce tube au moyen d'une échelle fixe, d'un vernier et d'une cuvette à fond mobile, et l'on retranche cette hauteur de la colonne d'un baromètre voisin. FIG. 36.

85. Les changements de niveau du mercure, dans les appareils qui viennent d'être décrits, indiquent seulement que la pression des gaz diminue avec leur densité, ou avec la quantité de leur masse comprise dans l'unité de volume; mais il est important de connaître la relation exacte qui existe entre ces éléments différents. On la met en évidence au moyen d'un appareil imaginé par Mariotte, et qui se compose d'un tube recourbé à branches très-inégales; la petite est fermée, graduée sur une de ses arêtes, et doit être bien calibrée, c'est-à-dire partout d'un même diamètre; l'autre branche, très-longue, est ouverte vers le haut en forme d'entonnoir. On met du mercure dans ce tube, de manière qu'il soit de niveau dans les deux branches; l'élasticité de l'air renfermé dans la petite, et qui doit être parfaitement desséché, est alors égale à la pression atmosphérique; on note le nombre N de divisions occupé par cet air. On verse encore du mercure dans la longue branche, jusqu'à ce que la distance verticale des deux niveaux soit égale à la hauteur barométrique; l'élasticité de l'air intérieur est alors double de la pression atmosphérique, ou de ce

Loi de Mariotte. FIG. 37.

qu'elle était au commencement lorsque le gaz occupait N divisions; or on trouve qu'il n'en occupe plus que $\frac{N}{2}$ c'est-à-dire que son volume a diminué de moitié, ou que sa densité a doublé. En portant successivement la différence des hauteurs du mercure dans les deux branches à deux fois, à trois fois, etc., la longueur de la colonne barométrique, la masse d'air comprimée n'occupe plus que $\frac{N}{3}$, $\frac{N}{4}$, etc., divisions. Ces expériences démontrent ou vérifient la loi connue sous le nom de *loi de Mariotte*, savoir : que *les volumes occupés par une même masse de gaz sont en raison inverse des pressions qu'elle supporte*. Cette loi a été vérifiée sur tous les gaz connus; elle ne subsiste que lorsque la température du gaz éprouvé reste constante pour tous les degrés de compression qu'on lui fait subir; mais elle est vraie quelle que soit cette température. MM. Dulong et Arago, dans une série d'expériences que nous aurons l'occasion de décrire par la suite, ont poussé la vérification de cette loi sur l'air sec jusqu'à des pressions équivalentes à 27 atmosphères.

On peut vérifier la loi de Mariotte pour des pressions moindres
FIG. 38. que celle de l'atmosphère, en se servant d'un tube assez large pour qu'on puisse négliger l'influence de la capillarité, fermé par un bout, et gradué en divisions d'égale capacité sur toute sa longueur; on le renverse, après l'avoir rempli de mercure, dans un vase très-haut contenant le même liquide; il est ensuite facile d'introduire dans le vide de ce baromètre le gaz que l'on veut éprouver. On descend d'abord le tube dans le vase jusqu'à ce que les niveaux du mercure intérieur et extérieur soient tangents au même plan horizontal; on observe alors le nombre N des divisions occupées par le gaz, dont l'élasticité est alors égale à la pression de l'atmosphère, et peut être mesurée par la hauteur H de la colonne d'un baromètre voisin; on soulève ensuite le tube, le gaz se dilate et occupe un volume N' plus grand que N; le niveau intérieur du mercure s'élève à une hauteur h au-dessus du bain; la pression du gaz est alors moindre que celle de l'atmosphère, et a pour mesure $H-h$. Or, on trouve toujours que les quantités observées satisfont à l'équation $NH = N'(H-h)$, ou à la proportion $N' : N :: H : H-h$. La loi de Mariotte est donc vraie pour les pressions moindres que celle de l'atmosphère.

Ainsi, lorsqu'une même masse de gaz occupe successivement deux volumes V et V', et que P et P' représentent les pressions correspondantes, on a toujours $VP = V'P'$. Si D et D' représentent en outre les densités du même gaz dans ces deux circonstances,

on a aussi $VD=V'D'$, d'où $D : D' :: P : P'$, c'est-à-dire que ces densités sont proportionnelles aux pressions.

86. A l'aide de ces formules, on peut déduire facilement des hauteurs indiquées par l'éprouvette d'une machine de compression, la mesure exacte de la force élastique et de la densité du gaz intérieur. L'instrument est fixé sur une double échelle qui donne en millimètres la différence des hauteurs du mercure; la branche fermée est graduée en parties d'égale capacité, ce qui permet de connaître à chaque instant le nombre de divisions, ou le volume occupé par le gaz qu'elle renferme. Avant qu'on fasse agir la machine, le liquide a le même niveau dans les deux branches; le gaz occupe alors un volume V, et sa force élastique est mesurée par la hauteur H du mercure dans un baromètre. Lorsque l'air du récipient est condensé par le jeu des pistons, le gaz de l'éprouvette n'occupe plus qu'un volume V' moindre que V; soit alors h la distance verticale des deux niveaux, et x la hauteur inconnue de mercure qui ferait équilibre à la pression de l'air du récipient. $x-h$ mesurera la force élastique du gaz indicateur dans le volume V', et la loi de Mariotte donnera $V'(x-h)=VH$, d'où $x=h+\frac{V}{V'}H$. Le rapport de la densité de l'air condensé à celle de l'air atmosphérique sera $\frac{x}{H}=\frac{h}{H}+\frac{V}{V'}$.

87. On peut substituer, dans la formule $VP=V'P'$, aux pressions P et P' les poids des colonnes de mercure qui leur feraient équilibre. Soient d la densité du mercure, H et H' les hauteurs barométriques correspondantes aux deux pressions P et P', et supposons, pour plus de généralité, qu'elles soient mesurées, à la même température, dans des lieux différents, où la pesanteur puisse avoir des intensités différentes g et g'. On aura $P=gdH$, $P'=g'dH'$, et la formule précédente deviendra, en supprimant le facteur commun d, $gHV=g'H'V'$. Si les variations de volume et de pression s'opèrent dans le même lieu, g sera en outre égal à g', et l'équation se réduira à $HV=H'V'$; c'est habituellement sous cette forme qu'on en fait usage. Manomètre.

Mais si les volumes V et V' de la masse de gaz considérée, et les hauteurs barométriques correspondantes H et H', sont observées à la même température dans deux lieux différents, il pourra se faire que les produits HV, $H'V'$, ne soient pas égaux, et l'équation $gHV=g'H'V'$ donnera alors $g' : g=HV : H'V'$, pour le rapport des intensités de la pesanteur aux deux stations. C'est pour utiliser ce moyen de constater les variations de la pesanteur qu'on a imaginé le *manomètre*. Cet instrument n'est autre qu'un baromètre à

siphon, dont la cuvette est graduée et fermée à la lampe, de manière à isoler la portion d'air atmosphérique qu'elle contient. Nous le supposerons construit sur le principe du baromètre de M. Gay-Lussac pour qu'il soit facilement transportable : soient à la première station N le nombre de millimètres occupés par le gaz dans la cuvette lorsque la distance des niveaux du mercure est H; soient aussi N' et H' ce volume et cette hauteur, à la seconde station, lorsque la température de l'appareil est redevenue la même. On aura $N' - N = \frac{1}{2}(H' - H)$, d'après la forme de l'instrument; d'où $\frac{V'}{V} = \frac{N'}{N} = 1 + \frac{H' - H}{2N}$, et enfin $\frac{g}{g'} = \frac{H'}{H}\left(1 + \frac{H' - H}{2N}\right)$.

Mélanges des gaz.

88. La loi de Mariotte se vérifie sur tous les gaz simples ou composés dans le sens chimique; elle a lieu pareillement pour l'air, qui contient à l'état de mélange $\frac{1}{5}$ environ d'oxigène, et $\frac{4}{5}$ d'azote; il était important de vérifier si elle avait lieu pour tous les mélanges de gaz. Voici ce que l'expérience a appris à leur égard. Deux liquides qui ne se combinent pas peuvent rester séparés dans le même vase lorsqu'ils ont des densités différentes; la stabilité de leur équilibre exige que le plus dense soit au fond du vase, et que le moins dense occupe la partie supérieure (§ 61). Mais toutes les fois que deux fluides élastiques sont mêlés, il s'établit rapidement un mélange homogène qui persiste, en sorte que chaque partie du volume total contient les mêmes proportions des deux gaz. Cette condition d'équilibre des fluides élastiques mélangés se vérifie toujours, même dans les circonstances les plus défavorables à son établissement : si l'on place l'un au-dessus de l'autre deux ballons contenant des fluides élastiques à la même pression, mais de densités différentes, que le ballon inférieur renferme, par exemple, de l'acide carbonique, et l'autre de l'hydrogène, gaz beaucoup plus léger, ces deux ballons étant réunis par un tube, les deux gaz finissent toujours par s'y mélanger en proportions égales.

Ce résultat se vérifie pour deux gaz quelconques n'ayant pas d'action chimique l'un sur l'autre dans les circonstances où l'expérience est faite. On remarque que la rapidité avec laquelle le mélange atteint son homogénéité définitive, augmente avec la différence de densité des deux gaz; cette propriété dépend donc de l'extrême porosité des fluides élastiques. Il résulte de là que dans l'atmosphère, il ne peut y avoir à une hauteur quelconque un mélange différent dans ses proportions de celui qu'on observe à la surface de la terre. L'hypothèse émise par quelques physiciens de l'existence de

l'hydrogène dans les hautes régions de l'atmosphère, pour expliquer certains phénomènes météorologiques, ne saurait donc être adoptée.

89. Lorsque dans un vase à parois inextensibles, on introduit plusieurs fluides élastiques de nature différente, on trouve toujours qu'en écartant les variations de température, la force élastique du mélange est égale à la somme des forces élastiques des gaz mélangés, rapportée chacune au volume total d'après la loi de Mariotte. Par exemple, si deux gaz différents, occupant primitivement des volumes V et V', sous des pressions P et P', sont introduits dans un même vase de volume U, la pression Π du mélange est égale à $P\frac{V}{U}$, pression du premier gaz rapportée au volume U, plus $P'\frac{V'}{U}$, pression du second gaz rapportée encore au volume U, c'est-à-dire que l'on a toujours l'équation $\Pi U = PV + P'V'$. Si deux gaz occupant des volumes V et V', sous la même pression P, sont réunis dans un vase à parois extensibles, de telle sorte que la pression du mélange puisse être encore P, on trouve que cette dernière condition étant remplie, le volume du mélange est toujours égal à la somme $V+V'$. Ce nouveau fait se déduit d'ailleurs du premier: car si l'on fait dans l'équation précédente $\Pi = P' = P$, elle donne $U = V + V'$.

La formule $\Pi U = PV + P'V'$ étant vérifiée dans toutes les circonstances, on peut en conclure que la loi de Mariotte a lieu pour un mélange de deux gaz dans des proportions quelconques. En effet, si les deux gaz qui occupent séparément des volumes V et V', sous des pressions P et P', devaient être réunis dans un même volume U, on sait d'avance que la pression Π du mélange satisferait à l'équation $\Pi U = PV + PV'$; et que s'ils étaient réunis sous un autre volume U', la pression Π' qu'on y observerait devrait aussi vérifier l'équation $\Pi'U' = PV + P'V'$; d'où l'on conclut $\Pi'U = \Pi U'$; c'est-à-dire que le premier mélange étant opéré, et ramené ensuite au volume U', sa pression Π deviendrait $\Pi' = \Pi\frac{U}{U'}$, comme la loi de Mariotte l'eût indiqué.

On peut encore conclure de la vérification constante de la formule $\Pi U = PV + P'V'$, qu'il n'y a aucune force attractive sensible entre les molécules de deux gaz différents, réunis dans des circonstances où ils ne peuvent se combiner chimiquement; car, si cela était, leur mélange occuperait un volume moindre que celui déduit de la loi de Mariotte.

90. Les expériences dont nous venons d'énoncer les résultats, peuvent être faites au moyen d'une cuve à mercure et de plusieurs éprouvettes ou cloches. Chaque éprouvette doit avoir été graduée en parties d'égale capacité, opération très-facile, car il suffit de la

Cuve à mercure.

tenir le bout fermé en bas, d'y verser successivement des poids ou des volumes égaux de mercure, et de tracer avec une pointe de diamant des traits de division sur une des arêtes de la paroi extérieure, dans les plans des niveaux successifs du liquide. Une éprouvette étant d'abord remplie de mercure, on la renverse dans la cuve avec les mêmes précautions que pour placer un tube barométrique sur sa
FIG 39. cuvette; elle reste pleine, si, comme on le suppose, sa hauteur est moindre que $0^{m},76$. On la dépose sur une platine trouée fixée horizontalement au-dessous de la surface du bain, et il est facile ensuite, au moyen d'un tube doublement recourbé, d'y faire arriver une certaine quantité d'un gaz qui s'échappe d'une vessie que l'on presse, ou d'un vase contenant les substances propres à le produire chimiquement.

Le nombre des divisions que le gaz occupe dans l'éprouvette donne son volume; la hauteur barométrique, diminuée de celle du niveau du mercure sous la cloche au-dessus du bain extérieur, mesure sa pression. Ces opérations étant faites pour deux gaz différents, on peut les réunir en abaissant l'éprouvette qui contient l'un d'eux, et la retournant dans le bain au-dessous d'un entonnoir renversé, inférieur à la platine, et dont le goulot communique avec l'intérieur de la seconde éprouvette restée fixe. Le volume et la pression du mélange se mesurent ensuite comme pour un gaz seul. Enfin, en abaissant ou soulevant une cloche dans le bain, on peut faire varier à volonté la pression du gaz qu'elle contient, et, par exemple, amener le mercure intérieur de niveau avec celui du bain, en sorte que la pression du gaz soit égale à celle de l'atmosphère. Cette opération produit le même effet qu'un vase à parois extensibles.

Lorsqu'on soutient au-dessus d'une cuve à eau ou à mercure une
FIG. 40. cloche ou tout autre vase renversé plein de liquide, et ayant son orifice plongé dans le bain, on éprouve une résistance égale au poids de l'enveloppe augmenté de celui du liquide soulevé. Pour expliquer ce résultat, soient S la section de l'orifice faite par le plan du niveau extérieur, H la hauteur du liquide employé qui ferait équilibre à la pression atmosphérique. Afin de simplifier, prenons pour unité de poids celui d'un volume de ce liquide égal à l'unité, et supposons que le vase soit symétrique autour d'un axe vertical. Si l'on décompose, comme au § 57, les pressions exercées à l'extérieur du vase, qui sont toutes égales entre elles et à celle de l'atmosphère, on trouvera facilement que leur résultante, verticale et dirigée de haut en bas, a pour expression le produit de la hauteur H,

par la somme algébrique des projections horizontales de toutes les parties de la surface externe, laquelle somme est évidemment S; cette résultante sera donc dirigée dans le sens de la pesanteur et égale à SH. Quant aux pressions exercées intérieurement, ou du dedans au dehors, elles seront les mêmes que si le vase communiquait par le bas avec un canal recourbé, où le liquide s'élèverait dans une branche verticale et vide, à une hauteur H au-dessus du plan de niveau de la cuve; en décomposant pareillement ces pressions variables avec la profondeur, comme au § 57, on trouvera sans peine que leur résultante est verticale, dirigée de bas en haut, et a pour expression SH — P, P étant le poids ou le volume du liquide contenu dans le vase au-dessus du bain. La résultante totale de toutes les pressions, tant extérieures qu'intérieures, sera donc enfin SH — (SH — P), ou P, et dirigée dans le même sens que le poids de l'enveloppe.

91. Les expériences nécessaires pour vérifier l'exactitude de la loi de Mariotte, ne pourraient être faites sur une cuve à eau, à cause des gaz que ce liquide peut absorber ou dégager. En général, quoiqu'un fluide élastique ne soit pas soluble dans un liquide avec lequel il est en contact, il y a toujours cependant une portion de ce gaz qui pénètre dans le volume occupé par le liquide. Le mercure paraît s'opposer entièrement à cette pénétration; mais l'eau en subit toutes les conséquences. De l'eau distillée, mise en contact avec l'atmosphère, se laisse pénétrer par une certaine quantité d'azote et d'oxigène, quoique ces gaz n'y soient pas solubles. Lorsqu'on place de l'eau qui a séjourné à l'air sous le récipient de la machine pneumatique, les gaz qu'elle contient se manifestent en bulles à mesure que la pression intérieure diminue; on peut ainsi l'en purger complétement; mais si on l'expose de nouveau au contact de l'atmosphère, elle reprend les mêmes quantités des gaz qu'elle contenait primitivement. Mélanges des gaz et des liquides.

Lorsqu'on recueille par l'ébullition, ou par tout autre moyen, la portion d'un gaz qu'une certaine masse de liquide a absorbée, après avoir été mise en contact avec un espace rempli de ce gaz, entretenu à une pression constante P (§ 98), ce qui produisait le même effet qu'une atmosphère indéfinie, on trouve que le gaz recueilli, ramené à la pression P, est une certaine fraction du volume de la masse liquide, qui est toujours la même pour chaque gaz et chaque liquide, quand on répète l'expérience à différentes pressions. Ainsi le volume de gaz absorbé par une masse liquide, étant ramené à la pression de l'atmosphère supérieure, est toujours

le même, quelle que soit cette pression; ou en d'autres termes, la densité du gaz répandu dans le liquide est toujours dans le même rapport avec celle du gaz extérieur. Ce rapport varie pour chaque gaz suivant le liquide qui l'absorbe; il est différent pour chaque liquide d'un gaz à l'autre; par exemple, l'eau absorbe proportionnellement plus d'oxigène que d'azote.

Si au lieu d'un seul fluide élastique l'atmosphère supérieure au liquide en contient plusieurs, on trouve que chaque gaz se comporte comme s'il était seul, quel que soit du reste le nombre des gaz mélangés, en tenant compte de la pression propre à chacun d'eux. Ainsi l'eau en contact avec l'air atmosphérique, soumise à une pression barométrique P, absorbe autant d'azote que si elle était soumise à une atmosphère indéfinie de ce gaz seul, exerçant une pression de $\frac{4}{5}$P, plus autant d'oxigène que si l'atmosphère ne contenait que ce gaz pur à la pression $\frac{1}{5}$P.

Si la masse liquide et les fluides élastiques qui peuvent la pénétrer, sont contenus dans un vase fermé, ou dans un espace limité par des parois inextensibles, on peut prévoir d'après ce qui précède le résultat de l'absorption. Chaque gaz se comportera toujours comme s'il était seul; mais les conditions d'équilibre ne seront plus les mêmes, parce que le volume des gaz sera comparable à celui du liquide, ou parce que la pression du mélange changera. Soient alors V le volume occupé par le gaz, U celui du liquide; d, d', d'',.. les densités primitives des différents gaz dans le volume V; x, x', x'',.. les densités de ces mêmes fluides dans le même volume V après l'absorption; $\frac{1}{n}$ le rapport d'équilibre qui doit s'établir entre la densité du premier gaz dans V, et sa densité dans le volume U occupé par le liquide; $\frac{1}{n'}$, $\frac{1}{n''}$,... les rapports d'équilibre correspondants aux autres fluides mélangés; ces fractions $\frac{1}{n}$, $\frac{1}{n'}$, $\frac{1}{n''}$,... ayant été déterminées pour le liquide proposé, et pour chaque gaz, quelle que soit du reste sa pression, par le procédé d'expérience indiqué précédemment. Les masses des gaz ne changeant pas dans l'appareil, on devra avoir évidemment les équations $Vd = Vx + U\frac{x}{n}$, $Vd' = Vx' + U\frac{x'}{n'}$,.., lesquelles serviront à déterminer x, x', x'',..., et par suite les quantités $U\frac{x}{n}$, $U\frac{x'}{n'}$, $U\frac{x''}{n''}$,... des différents gaz, absorbeés par le liquide.

On peut déduire de cette théorie plusieurs conséquences que l'expérience vérifie. Lorsqu'un liquide saturé d'un fluide élastique, est mis en contact avec une atmosphère indéfinie d'autres gaz, celui que le liquide contient s'échappera, et se répandant dans l'atmosphère dont la masse est incomparablement plus grande que

la sienne, y deviendra insensible. Si l'atmosphère est limitée, le fluide élastique dissous ne s'y répandra qu'en partie, en même temps que le liquide absorbera une portion des gaz de cette atmosphère. On concevra facilement pourquoi du gaz hydrogène, par exemple, recueilli au-dessus de l'eau, se trouve bientôt mélangé d'oxigène et d'azote.

92. Le mercure est le seul liquide dont les différences de niveau nous aient servi à constater les variations de la pression des gaz; mais il est facile de deviner les résultats qu'on obtiendrait dans des circonstances semblables, si l'on employait l'eau au lieu du mercure. Car la densité de ce dernier liquide étant à celle du premier comme 13,586 est à l'unité, il suffira de multiplier par 13,586 chaque hauteur de mercure, pour obtenir la colonne d'eau qui ferait équilibre à la même différence de pression. Ainsi, lorsque la hauteur barométrique est de 0^m76, on peut en conclure que la pression atmosphérique équivaut au poids d'une colonne cylindrique d'eau ayant l'unité de surface pour base, et $10^m,325$ de hauteur. Au lieu de ce dernier nombre on peut adopter 10^m de hauteur d'eau qui correspond à une colonne barométrique de $0^m,736$, supérieure encore à $0^m,713$, limite inférieure des colonnes barométriques observées à Paris; la pression de l'atmosphère, s'exerçant sur un centimètre carré, équivaudra au poids de 1000 centimètres cubes d'eau ou d'un kilogramme, et l'on aura ainsi l'espèce d'unité appelée *atmosphère*, dont on se sert dans les arts pour comparer les hautes pressions. Pression de l'air sur l'eau.

93. Pour donner un exemple des effets dus à la pression de l'air, lorsqu'elle est équilibrée par des colonnes d'eau, nous choisirons entre les différents systèmes de pompes qui sont tous étudiés dans les cours de machines et d'hydrodynamique, celui qui présente le plus d'analogie avec les appareils que nous avons déjà décrits. Le mécanisme et l'effet de la pompe dite *aspirante* employée à élever l'eau, sont, aux dimensions près, semblables au mécanisme et à l'effet d'un des corps de pompes de la machine pneumatique, au-dessous duquel on adapterait comme unique récipient, un tube barométrique plongé dans une cuvette extérieure, ou le second des appareils décrits au § 84. Le tube ou tuyau dit *aspirateur*, doit avoir moins de 10 mètres au-dessus du niveau de l'eau dans le puits où plonge son extrémité inférieure; il débouche vers le haut au fond du corps de pompe, par un orifice muni d'une soupape qui s'ouvre de bas en haut; une autre soupape s'ouvrant dans le même sens ferme le canal qui traverse le piston. Pompe aspirante. Fig. 41.

Lorsque la pompe est mise en activité, l'air du tuyau aspirateur est d'abord raréfié, et l'eau s'y élève pour faire équilibre à l'excès de la pression atmosphérique. Ce premier effet s'explique comme celui de la machine pneumatique; il peut être arrêté par les mêmes causes qui limitent le degré de raréfaction de l'air dans cette machine, en sorte que les soupapes restant fermées la pompe jouerait inutilement. Mais dans un appareil bien construit et ayant des proportions convenables, après quelques coups de piston l'eau entre dans le corps de pompe, et l'effet produit change de nature. La soupape du tuyau aspirateur se ferme par son propre poids; le piston descend, plonge dans l'eau à laquelle sa soupape livre passage, et il la soulève en remontant jusqu'à la bache destinée à la recevoir. A partir de cette époque il n'y a plus d'air dans la pompe, et si, ce qui a lieu ordinairement, le piston, même au plus haut de sa course, est à moins de 10^m au-dessus du niveau du puits, l'eau poussée par la pression atmosphérique le suit toujours dans son mouvement ascendant.

D'après cela, il est facile de calculer la charge du piston, ou la résistance qu'il faut vaincre pour le soulever. Soient, à un instant quelconque de son ascension, z la hauteur de l'eau située au-dessus de lui, et y celle de la colonne liquide qui le suit, prise à partir du niveau du puits; représentons par S sa surface ou la section intérieure du corps de pompe, et par H la hauteur d'eau qui fait équilibre au poids de l'atmosphère. Le piston sera sollicité de haut en bas par la pression atmosphérique et par celle due au poids de l'eau supérieure; ce qui produira une résistance égale à $S(H+z)$, en prenant pour unité le poids de l'unité de volume d'eau. Mais il sera en outre sollicité de bas en haut par l'excès de la pression atmosphérique sur celle due au poids d'une hauteur d'eau égale à y, ou par une force $S(H-y)$. La charge totale sera donc $S(z+y)$; c'est-à-dire que la résistance à vaincre pour soulever le piston équivaut au poids d'une colonne d'eau qui aurait sa face pour base, et pour hauteur celle de l'eau comprise actuellement dans la pompe.

Si la bache a des dimensions telles, et est disposée de manière, que le niveau de l'eau affluente et qui s'en écoule n'y éprouve que des oscillations très-petites relativement à z et y, on pourra regarder la somme $z+y$ comme constante pendant le jeu de la pompe. Soient alors représentées par h cette somme, et par l la longueur de la course du piston; à chaque ascension le moteur entraîne la résistance continue Sh sur un espace l; et l'on démontre en mécanique que la force vive dépensée dans cette circonstance est égale à

Shl. D'un autre côté, l'effet produit est un volume ou un poids d'eau Sl, soulevé par le piston dans sa course ascendante, et qui passe dans la bache à une hauteur h au-dessus du puits; or tout effet de cette nature est égal au produit du poids par la hauteur verticale dont il est définitivement élevé: l'effet produit est donc égal à Shl, ou à la force vive dépensée. Mais nous avons négligé ici les résistances offertes par le frottement du piston, par celui de l'eau dans les tuyaux, et par le mécanisme auquel le moteur est appliqué, résistances qui exigeront une dépense de force additionnelle; nous avons supposé pareillement que les joints du piston et des soupapes ne laissaient pas s'écouler d'eau. D'après cela l'effet produit sera réellement moindre que la force vive employée, et quelque parfaite que fût la machine, leur rapport ne saurait atteindre l'unité.

C'est par des considérations analogues à celles qui précèdent, et plus complètes encore, que l'on doit étudier toute machine. Une description détaillée de son mécanisme, qui ne serait pas suivie du calcul de son effet et de ses résistances, ne donnerait qu'une idée très-imparfaite, souvent fausse, de l'avantage qu'elle peut présenter; et quelque ingénieuse qu'elle fût, si ces inconvénients mieux sentis la font rejeter dans la pratique, il est plutôt nuisible qu'utile de la citer. Or, comme il nous est impossible de donner ici des évaluations d'effets qui exigent souvent l'emploi de calculs longs et difficiles, nous nous contenterons par la suite d'exposer les principes physiques qui servent de base aux machines les plus utiles; leur description et leur étude complète doivent faire l'objet d'un autre cours.

94. Mariotte a imaginé un appareil où l'eau exécute certains mouvements, et prend diverses positions d'équilibre, qui peuvent être facilement expliqués par l'effet de la pression atmosphérique, et celui des pressions qu'elle occasionne dans l'intérieur du liquide. Cet appareil fournit ainsi plusieurs vérifications importantes; il est connu sous le nom de *flacon de Mariotte*. Ce flacon est rempli d'eau; sa paroi latérale est percée de trois ouvertures C, B, A, situées à différentes hauteurs, et que l'on peut ouvrir et fermer à volonté, mais qui sont assez étroites pour ne pas permettre la rentrée de l'air en même temps qu'elle donne issue à l'eau, ou inversement. La tubulure du vase est exactement fermée par un bouchon, traversé par un tube ouvert aux deux bouts et qui est d'abord plein d'eau. Si l'on débouche l'orifice B, on voit le liquide s'écouler par cet orifice jusqu'à ce que son niveau dans le tube soit descendu en

Flacon de Mariotte.

FIG. 42.

b sur le même plan horizontal que B; alors l'équilibre se rétablit. On doit conclure d'abord de cet équilibre que la pression exercée par l'air sur le liquide en *b*, et qui agit de haut en bas, est égale à celle que l'air exerce en B dans une direction horizontale.

En effet, la pression en *b* est celle qui serait due au poids d'une colonne d'eau de 10 mètres environ de hauteur. L'équilibre existant dans la masse liquide exige que toutes les molécules d'eau situées sur le plan horizontal P*b*B supportent cette même pression, et réagissent par leur propre résistance pour la détruire. Une molécule en contact avec la paroi supérieure du vase, telle que *m*, doit éprouver dans tous les sens une pression égale à celle qui serait due au poids d'une colonne d'eau ayant pour hauteur 10 mètres diminués de la distance verticale de *m* au plan P*b* : la résistance offerte par le paroi et la réaction qui s'ensuit sont donc équivalentes à cette dernière pression. Ainsi, toutes les molécules situées sur le plan P*b*B sont sollicitées par la pression due au poids d'une colonne d'eau de 10 mètres, que le vase ait effectivement cette hauteur au-dessus du plan, ou que ses parois ajoutent par leur réaction ce qui manque à cette hauteur. Le liquide tend donc à sortir en B en vertu d'une pression égale au poids de 10 mètres d'eau; mais cette pression est détruite par celle opposée de l'atmosphère à l'ouverture B, et l'équilibre subsiste.

Si l'on bouche maintenant B, et qu'on ouvre l'orifice A plus élevé, l'équilibre sera détruit, car la pression atmosphérique qui agira sur le liquide en A, de dehors en dedans, sera plus grande que celle qui pousse ce liquide à sortir, l'excès de la première sur la seconde étant égal au poids d'une colonne qui aurait pour base l'orifice A, et pour hauteur AB. De l'air entrera donc nécessairement dans le vase jusqu'à ce que le liquide, s'élevant dans le tube, atteigne le niveau de A; un nouvel équilibre s'ensuivra. La portion d'air introduite dans la partie supérieure du vase aura alors une force élastique moindre que la pression extérieure, d'une quantité égale au poids d'une colonne d'eau qui aurait toujours pour base l'unité de surface, et pour hauteur la distance verticale comprise entre le niveau intérieur du liquide dans le flacon et le plan horizontal en A.

Si, au contraire, les deux ouvertures A et B étant fermées, on ouvre l'orifice C situé plus bas que le tube, le liquide s'écoulera; car la pression atmosphérique en C sera moindre que celle qui pousse le liquide à sortir, d'une quantité égale au poids d'une colonne d'eau ayant pour hauteur la distance verticale comprise entre

l'orifice C et le niveau du liquide dans le tube. Ce niveau baissera d'abord; lorsqu'il aura atteint l'extrémité inférieure du tube, l'équilibre ne pouvant encore subsister, de l'air s'introduira par cette extrémité O dans l'intérieur du vase, et le liquide continuera de couler en C. Tant que le niveau de l'eau dans le flacon sera supérieur à O, on conçoit que la vitesse de l'écoulement en C restera constante, car elle sera toujours due à la différence des pressions éprouvées par le liquide sur les plans horizontaux en O et C. Mais lorsque toute la masse d'eau du vase supérieur à O aura disparu, l'écoulement diminuera de vitesse jusqu'à ce que le niveau mobile ait atteint l'orifice C.

95. On se sert pour transvaser les liquides d'un appareil connu sous le nom de *siphon*, dont le jeu s'explique facilement d'après les lois que suivent les pressions dans les liquides et les gaz. Le siphon consiste en un tube recourbé à branches inégales, qui plongent dans deux vases V et V', contenant un même liquide dont le tube est aussi rempli. Concevons que tout l'appareil soit placé dans une capacité A contenant un fluide élastique ou un autre liquide pesant. Si les surfaces de niveau du liquide, dans les deux vases V et V', sont sur le même plan horizontal, il est évident que le liquide du siphon sera en équilibre, car il n'y aura pas de raison pour qu'il coule d'un côté plutôt que de l'autre. Siphon. Fig. 43.

Il s'agit de prévoir ce qui doit avoir lieu, si l'un des vases, V' par exemple, est plus bas que l'autre. Soient à cet effet h la différence de hauteur des niveaux dans les deux vases, d et d' les densités du liquide contenu dans le siphon, et du fluide enveloppant. Le plan du niveau dans V' sera sollicité extérieurement à la branche du siphon par une pression dépendant du fluide ambiant, qui surpassera de ghd' la pression correspondante sur le plan de niveau en V. Cet excès de pression, exercé en O de bas en haut, tendrait à faire marcher le liquide du siphon, de V' vers V. Mais en même temps la pression exercée par le liquide du siphon sur le plan du niveau en V, surpassera de ghd celle qu'il exerce en V. L'excès de cette nouvelle pression, exercée en O de haut en bas, tendra à détruire l'effet des pressions du fluide enveloppant. D'après cela, si $d=d'$, le système sera en équilibre; si d surpasse d', le liquide du siphon marchera du vase le plus haut vers le plus bas; si d' surpasse d, il montera au contraire du vase le plus bas vers le plus haut. Fig. 44.

Lorsque le fluide enveloppant est un gaz ou l'air atmosphérique, d surpasse d'; le liquide s'écoulera donc de V en V', et cet écoulement continuera jusqu'à ce que les surfaces libres du liquide dans

les deux vases aient atteint le même plan de niveau. Il n'est pas indispensable que l'orifice inférieur du siphon soit immergé; il suffit qu'il soit au-dessous du niveau dans le vase supérieur, et la veine d'écoulement pourra traverser l'air avant d'atteindre le vase destiné à le recevoir; mais aussitôt que le niveau supérieur s'abaissera au-dessous de cet orifice, l'air ou le gaz ambiant pénétrera dans le siphon, et son effet cessera.

Dans tous les cas, pour faire usage de cet instrument, il faut d'abord remplir le tube; c'est ce qu'on appelle *amorcer le siphon*. Pour cela, on peut le retourner, y verser directement le liquide, et le mettre en place en bouchant ses deux extrémités, ou même une seule si le tube est d'un diamètre assez petit pour que l'air ne puisse diviser la colonne qui restera libre ; ou bien on met de suite le siphon vide dans la position qu'il doit occuper, et plaçant la bouche sur l'extrémité inférieure, on en retire l'air par une forte aspiration; le liquide du vase dans lequel il plonge par sa plus courte branche, étant poussé par l'excès de la pression atmosphérique, s'élève dans le tube et le remplit. Cette opération est rendue très-
FIG. 45. facile au moyen d'un tube vertical ouvert par le haut, et qui communique vers le bas avec l'extrémité de la longue branche; on bouche cette branche avec le doigt, tandis que l'on aspire l'air par le bout supérieur du tube additionnel; mais il faut avoir soin que l'orifice de communication de ce tube reste au-dessous du niveau du liquide à transvaser, car l'air atmosphérique agissant directement à cet orifice, c'est comme si le siphon se terminait en cet endroit.

On se sert quelquefois, dans les travaux hydrauliques, de canaux ayant la forme du siphon, et destinés à déverser une grande masse d'eau d'un niveau à un autre plus bas de quelques mètres. Pour amorcer ce genre de siphon sur place, on bouche ses deux extrémités, et on le remplit par une ouverture pratiquée au sommet du coude supérieur, que l'on ferme ensuite; ou mieux encore, on adapte sur cette ouverture le corps d'une pompe aspirante qui enlève l'air intérieur. Le siphon une fois rempli d'eau, produit son effet; mais cet effet s'arrête quelquefois, à cause de l'air entraîné ou des gaz dégagés par l'eau, lesquels s'accumulant dans l'appareil finissent par remplir la partie courbe; il faut alors faire mouvoir la pompe qui enlève ces gaz, et l'écoulement recommence.

SIXIÈME LEÇON.

Écoulements constants. Gazomètres. — Écoulements intermittents. — Mesure des poids. Balance. — Mesure des densités. Aréomètres. — Mesure des volumes.

Les propriétés des liquides et des gaz sont utilisées dans un grand nombre de circonstances; mais de toutes les applications des principes de l'hydrostatique, nous ne pouvons citer ici que les appareils et les moyens de mesure qu'il importe de connaître, pour continuer l'étude de la physique.

96. On a souvent besoin de se procurer un écoulement de liquide, ayant une vitesse constante et donnée. Voici plusieurs moyens de remplir cet objet. Le flacon de Mariotte peut servir dans cette circonstance; car en faisant varier convenablement la distance verticale qui sépare l'orifice inférieur du tube, de l'ouverture pratiquée au fond du vase, le liquide s'écoulera uniformément, avec telle vitesse que l'on voudra. On peut encore employer le siphon, en l'équilibrant sur un contre-poids, et en maintenant son orifice dans la même position, relativement à la surface du liquide, au moyen d'un flotteur; de cette manière tout le siphon suit le mouvement du niveau, et l'écoulement est toujours occasionné par la même différence de pression. Un autre appareil très-commode consiste dans un flacon plein d'eau, à deux tubulures : l'une d'elles est traversée par un tube droit comme dans le flacon de Mariotte, l'autre par la plus courte branche d'un siphon qu'on amorce facilement en soufflant par le tube; l'écoulement continue ensuite avec une vitesse constante, due à la différence de niveau des orifices inférieurs du tube droit et de la branche extérieure du siphon.

Écoulements constants de liquides. — *Fig. 46.* — *Fig. 47.*

Enfin on produit un écoulement constant de liquide en rendant son niveau stationnaire, dans le vase d'où il s'échappe. Pour cela on plonge dans le vase A, sur lequel la pression atmosphérique agit directement, le goulot d'un autre vase renversé B rempli du même liquide, et servant de réservoir; l'orifice O de B doit être placé dans A au lieu même du niveau proposé. Lorsque le liquide s'écoulant laisse libre l'ouverture O, de l'air entre dans le réservoir B, et

Fig. 48.

l'eau qui en sort relève le niveau au-dessus de l'orifice ; il baisse de nouveau jusqu'à ce que l'ouverture O étant encore une fois découverte, une nouvelle quantité d'air puisse s'introduire, et ainsi de suite. De cette manière le niveau n'est pas précisément constant, mais les limites entre lesquelles il oscille peuvent être assez rapprochées, relativement à la profondeur de l'ouverture qui laisse écouler le liquide de A, pour qu'on puisse négliger cette variation. Des procédés analogues à ceux que nous venons de décrire sont employés dans les quinquets et les lampes, afin d'alimenter la mèche par un courant d'huile de vitesse constante, condition essentielle pour obtenir un éclairage régulier.

Fig. 49. C'est ici le lieu de donner la description du flotteur de M. de Prony, qui sert à vérifier la loi d'écoulement des liquides démontrée au § 65. Une cuve rectangulaire est divisée en trois cases A, B, A' par deux cloisons verticales C, C', que surmonte le niveau du liquide. Deux vases vides ou flotteurs semblables F, F', plongent dans les cases extrêmes ; ils sont liés l'un à l'autre par des barres horizontales qui supportent en outre, au moyen de tiges extérieures, T, T', un réservoir R disposé au-dessous de l'appareil. Une des parois latérales de la cuve est percée sur la même verticale de plusieurs ouvertures, où l'on peut adapter des orifices de différentes formes, qu'on ouvre successivement pour laisser écouler sous différentes pressions le liquide du vase intermédiaire B, dans un entonnoir extérieur dont le goulot flexible aboutit au réservoir R. Par cette disposition un poids p de liquide s'écoulant par un des orifices ouvert, augmente d'autant le poids du système des flotteurs ; ce système déplace alors de A et A' une quantité p de liquide, qui passe dans B au-dessus des cloisons C et C'; la case intermédiaire reçoit ainsi autant qu'elle perd, et le niveau restant invariable l'écoulement est uniforme.

Si l'on compare les temps que le réservoir de capacité connue met à se remplir, quand le liquide s'écoule par un orifice circulaire d'un centimètre de diamètre, adapté à différentes ouvertures, on trouve qu'ils sont en raison inverse des racines carrées des distances qui séparent ces ouvertures du niveau constant; d'où l'on conclut que le carré de la vitesse d'écoulement est proportionnel à la hauteur du liquide. Lorsque l'orifice est à mince paroi ou sans ajutage, la veine liquide qui en sort se contracte jusqu'à une distance à peu près égale au rayon du cercle de l'ouverture, pour s'élargir et se diviser ensuite dans l'air; la section *minima* de la veine est environ les $\frac{7}{10}$ de celle de l'orifice. Si l'on divise la capacité du réservoir par le temps em-

ployé à le remplir, et par la section contractée, on trouve toujours un résultat sensiblement égal à $\sqrt{2gh}$, h étant la hauteur du liquide dans la cuve au-dessus de l'ouverture; il suit de là que la vitesse d'écoulement calculée au § 65 n'existe que sur la section *minima* de la veine. Des orifices d'une autre grandeur ou d'une autre forme, des ajutages cylindriques ou coniques, apportent des modifications remarquables dans le phénomène de l'écoulement; mais les bornes de ce Cours ne nous permettent pas d'entrer dans tous ces détails.

97. Tous les appareils qui procurent un courant uniforme de liquide peuvent être utilisés pour produire des écoulements constants de gaz. A cet effet le vase qui contient le fluide élastique est muni d'une tubulure par laquelle s'introduit le courant de liquide avec vitesse constante, et le gaz déplacé s'écoule alors uniformément par un tube latéral. Écoulements constants de gaz. Fig. 50.

Dans les usines où l'on prépare et distribue le gaz pour l'éclairage, on se sert d'un procédé différent pour remplir le même objet. La cloche en tôle où le gaz est recueilli, et qui porte le nom de *gazomètre*, est soutenue au-dessus d'une cuve à eau par un contre-poids tel, que lors de l'équilibre, le niveau du liquide dans la cloche soit inférieur de quelques centimètres au niveau extérieur. Le gaz ayant ainsi une force élastique un peu plus grande que la pression atmosphérique, s'écoule par le tuyau de conduite général, qui débouche en siphon au fond du gazomètre. A mesure que la quantité de gaz diminue, la cloche s'abaisse, plonge davantage dans la cuve, et perd conséquemment de son poids, mais on peut compenser exactement cette perte en donnant une dimension convenable à la chaîne pesante qui soutient le gazomètre, car elle s'allonge au-dessus de lui en se raccourcissant du côté du contre-poids. De cette manière la différence de niveau est conservée, et la vitesse d'écoulement du gaz reste constante. Pour remplir le gazomètre, on ferme le tuyau de conduite général, afin d'en ouvrir un autre débouchant aussi sous la cloche, et qui communique avec l'appareil où le gaz est produit; on augmente ensuite le contre-poids. Fig. 51.

98. Un appareil semblable au gazomètre précédent peut être employé pour rendre constante la pression d'un gaz dans un espace limité; car la chaîne pesante ayant l'épaisseur nécessaire pour fournir un compensateur exact, la cloche peut être équilibrée par un contre-poids tel, que la différence des niveaux dans un sens ou dans l'autre ait une grandeur constante et donnée. Si l'on met un Pression constante d'un gaz.

espace limité en communication avec l'intérieur de cette cloche, au moyen d'un tube doublement recourbé, le gaz renfermé dans cet espace aura, lors de l'équilibre une force élastique totale équivalente à la pression de l'atmosphère, augmentée ou diminuée de celle correspondante à la différence des niveaux du liquide, dans le gazomètre et la cuve. Et si cette force élastique tendait à changer en vertu de l'absorption ou du dégagement d'un gaz, par un liquide ou des matières contenues dans l'espace proposé, la cloche serait soulevée ou bien s'abaisserait par le poids du système, en sorte que la pression intérieure reviendrait bientôt à sa grandeur primitive.

FIG. 52.

Au moyen de ce gazomètre la pression constante peut être inférieure ou supérieure à celle de l'atmosphère; dans le premier cas il faut donner une grandeur convenable au contre-poids, dans l'autre c'est le poids du gazomètre qui doit être augmenté. Mais on peut obtenir une pression constante un peu supérieure à celle de l'atmosphère, avec tous les appareils qui servent à donner un courant uniforme de gaz; car si le tube qui lui donne issue communique avec un espace fermé, le liquide continuera de couler jusqu'à ce que le volume du gaz renfermé ayant diminué, sa force élastique fasse équilibre à la pression de l'atmosphère, augmentée de celle due à la hauteur du liquide qui produisait un écoulement de vitesse constante. Il faut alors que le tube à eau soit d'un diamètre assez étroit pour que le gaz ne puisse y diviser la colonne liquide, ou bien qu'il soit recourbé vers le bas et se redresse un peu verticalement. Dans le cas d'une absorption du fluide élastique, le liquide coulant de nouveau, la pression primitive sera bientôt rétablie.

FIG. 53.

Écoulements de liquide intermittents

99. Il est quelquefois utile de se procurer un écoulement de liquide intermittent, dont la durée et la période puissent être graduées à volonté; il y a divers moyens de remplir ce but. On pourrait employer à cet effet un appareil analogue à l'instrument connu sous le nom de *fontaine intermittente*. Il se compose principalement d'un ballon A rempli d'eau, à l'exception de sa partie supérieure qui contient une couche d'air. Dans cette couche aboutit l'orifice T d'un tube vertical TO, qui traverse la paroi du ballon et se termine vers le bas par une ouverture O, au milieu d'une bache B. L'eau de A peut sortir par plusieurs orifices très-petits *a*, *a*,...; celle de B s'échappe par un seul canal *b*. Voici maintenant le jeu de l'appareil : l'eau de A s'écoule par les ouvertures *a*, *a*.., dans la bache B, où le niveau s'élève d'abord, parce que l'ouverture *b* est d'une dimension telle, qu'elle ne laisse pas sortir autant d'eau qu'il en arrive. L'orifice O étant alors ouvert, l'air s'introduit par

FIG. 54.

le tube OT pour remplacer le liquide qui s'échappe de A. Mais lorsque le niveau de B atteint l'orifice O, l'air extérieur ne pouvant s'introduire dans le ballon, celui qu'il contient se dilate. Il y a encore écoulement, jusqu'à ce que l'élasticité de l'air renfermé ait assez diminué pour que la pression atmosphérique exercée en *a*, *a*, fasse équilibre à cette élasticité, augmentée de la pression due au poids du liquide situé au-dessus de ces ouvertures. L'écoulement cesse alors et ne recommence que quand le liquide de B, qui sort toujours par le canal *b*, laisse libre l'orifice O. Les mêmes circonstances se reproduisent ensuite de nouveau et dans le même ordre. L'écoulement du liquide contenu dans le ballon A est donc intermittent. On pourrait donner une forme convenable au ballon, et augmenter ou diminuer par des robinets plus ou moins ouverts les orifices *a*, *a*,.. et *b*, de manière à graduer à volonté la durée de l'intermittence et celle de l'écoulement.

Mais on obtient avec plus de facilité un écoulement intermittent régulier par le procédé suivant. Dans un vase ouvert A, on dispose un siphon OTS dont l'orifice inférieur S débouche seul à l'extérieur FIG. 55.
en traversant la paroi. Un robinet *a* verse constamment un liquide dans A; le siphon étant d'abord rempli d'air, le niveau du liquide dans le vase s'élève, atteint l'orifice O, le dépasse, et la petite branche du siphon se remplit successivement. Lorsque le niveau atteint le plan horizontal NN′, tangent au sommet du siphon, et commence à le dépasser, la pression atmosphérique exercée en M de bas en haut, sur la surface libre dans le siphon, est surpassée par la pression que transmet le liquide, et qui agit au même point de haut en bas; le siphon s'amorce alors et le liquide s'écoule. Cet écoulement plus rapide que celui en *a*, fait baisser le niveau dans A, et continue jusqu'à ce que l'orifice O soit découvert. L'air rentre alors dans le siphon, l'écoulement cesse, le robinet *a* fournissant toujours du liquide au vase A, son niveau commence de nouveau à s'élever, et ainsi de suite.

Au lieu du siphon on peut se servir d'un tube droit qui débouche au-dessous du vase en traversant son fond, et qu'on recouvre d'une cloche ou éprouvette, échancrée vers le bas. L'espace FIG. 56.
annulaire compris entre l'éprouvette et le tube joue le rôle de la petite branche du siphon, le tube seul celui de la longue branche. On pense que les fontaines intermittentes sont dues à des cavités souterraines qui se remplissent successivement d'eau provenant des infiltrations, et dont l'écoulement à la surface du sol est rendu intermittent par des fissures ayant la forme d'un siphon.

Enfin on obtient un écoulement intermittent, en disposant un vase dans lequel un courant de liquide se déverse constamment, à l'extrémité d'un levier ou fléau, soulevée par un contre-poids opposé. Lorsque le vase est suffisamment rempli, il entraîne le contre-poids, et la tige d'une soupape qui ferme une partie de son fond, va butter contre un obstacle; la soupape s'ouvre et le liquide s'écoule par son ouverture. Le vase vide remonte ensuite entraîné par le contre-poids, la soupape se ferme et les effets se renouvellent dans le même ordre. En ouvrant plus ou moins le robinet du liquide affluent, on peut rendre l'intermittence plus ou moins longue. En Angleterre, on emploie ce système comme régulateur des machines à vapeur à simple effet, qui servent à l'épuisement des mines.

FIG. 57.

Dans les établissements destinés à recueillir et distribuer l'eau dans les quartiers et les maisons des villes, on fait un fréquent usage des écoulements intermittents, pour ouvrir et fermer, à de certaines heures de la journée, les vannes ou robinets des conduits principaux ou partiels. Ce sont des vases constamment alimentés par un filet d'eau, et se vidant par intervalles, qui tantôt plus lourds, tantôt plus légers, soulèvent les vannes, et sont ensuite entraînés par elles, ou bien agissent dans un sens, puis dans l'autre, sur les clefs des robinets. Ou bien encore un flotteur qui suit le niveau de l'eau d'un réservoir, presse successivement deux leviers, l'un quand il est trop bas ou que le réservoir est vide, l'autre quand il est trop haut ou que le réservoir est plein; le premier de ces leviers étant pressé, ouvre le robinet du conduit qui amène l'eau, le second le ferme au contraire. Dans la ville de Greennock, patrie du célèbre Watt, la distribution des eaux se fait complétement par des procédés de cette nature.

Jets de liquide.

100. Les fontaines jaillissantes artificielles s'obtiennent en amenant dans des lieux bas, par des tuyaux de conduite, l'eau d'un réservoir élevé. Cette eau se trouvant soumise dans les tuyaux à une pression proportionnelle à sa profondeur au-dessous du niveau supérieur, s'échappe en jets par des ouvertures étroites, ou s'élève dans les tubes verticaux qu'on lui présente. Il est maintenant reconnu que les puits artésiens, ou les fontaines jaillissantes naturelles, sont dus à une cause tout-à-fait semblable; c'est de l'eau tombée sur des lieux plus élevés, qui s'infiltre au-dessous d'une couche de terrain imperméable; la sonde ne fait que lui procurer une issue dans un tuyau vertical, qui rencontre la surface de la terre en un point plus bas que celui d'où elle est partie.

S'il était nécessaire de se procurer un jet de liquide, on pourrait se servir d'un appareil analogue à l'instrument connu sous le nom de fontaine d'Héron. Il se compose essentiellement de deux vases fermés A et B, situés l'un au-dessus de l'autre; une cuvette C pleine d'eau surmonte le plus élevé A. Le vase A est aussi presque rempli d'eau, d'huile ou de tout autre liquide que l'on veut faire jaillir; quant au vase B, il ne contient dans l'origine que de l'air atmosphérique. Trois tubes traversent les parois du système; le premier TS descend du fond de la cuvette et aboutit dans le vase B très-près de son fond; le second T'S' s'élève de la paroi supérieure de B, dans A, jusqu'à la petite couche d'air qui surmonte son liquide; enfin le troisième T''S'' part d'un point très-voisin du fond de A, et se termine au-dessus du niveau de la cuvette en bec effilé. Il est aisé de deviner le jeu de cet appareil; l'eau de la cuvette s'écoule dans B par le tube TS; l'air de ce vase est comprimé, et acquiert une force élastique qui surpasse la pression atmosphérique, de celle due à la différence des niveaux en B et C; il transmet cet excès par le tube T'S' au liquide de A, qu'il force ainsi à s'élever par le tube T''S'', et à jaillir au dehors par le bec S. On peut donner à la fontaine d'Héron des formes différentes; l'effet produit s'explique de la même manière. FIG. 58.

Si l'on prolongeait le tube T''S'', le liquide, au lieu de jaillir, s'élèverait à une hauteur capable de faire équilibre à l'excès de pression de l'air intérieur; là il resterait en équilibre, à moins que le tube ne fût un peu moindre que cette hauteur, ce qui donnerait un écoulement de petite vitesse. Dans la lampe de Girard, l'huile est élevée jusqu'à la mèche par un procédé de cette nature. La cuvette C et la capacité B peuvent être à des niveaux plus élevés que le reste du système; le tube T'S' se recourbe alors pour descendre vers le vase A, dont le liquide est toujours soulevé par la pression de l'air intérieur, dans le tube T''S''. Cette disposition a été utilisée pour épuiser les mines de Schemnitz en Hongrie.

L'appareil le plus simple que l'on puisse employer pour se procurer un jet de liquide, consiste dans un vase dont le bouchon est traversé par un tube vertical, qui se termine extérieurement en bec effilé, et aboutit à une petite distance de son fond. Le liquide qui ne le remplit pas entièrement, jaillira par le tube, si la force élastique de l'air renfermé surpasse suffisamment la pression extérieure. Il suffit pour produire cet effet d'insuffler d'abord dans le tube l'air des poumons. Mais si l'air intérieur a été condensé par une pompe de compression, le jet pourra être plus élevé, et l'ap- FIG. 59.

pareil prendra alors le nom de *Fontaine de compression*. Si le vase est placé sous le récipient de la machine pneumatique, et qu'on raréfie au contraire l'air qui l'entoure par quelques coups de piston, on aura l'instrument appelé *Fontaine dans le vide*. Dans tous les cas, le gaz renfermé diminuant de force élastique à mesure que son volume augmente, la hauteur du jet ira en décroissant.

Mesure des masses et poids.

101. Jusqu'ici nous avons étudié les propriétés des corps solides, liquides et gazeux, sans spécifier aucun d'eux en particulier. Mais ces propriétés, quoique générales, présentent des éléments variables d'un corps à l'autre, qu'il faut savoir comparer ou mesurer. Connaissant les lois de la pesanteur et les principes de l'hydrostatique, on peut concevoir maintenant les procédés dont on fait usage pour obtenir ces éléments.

Pour comparer les masses de différents corps, il suffit de chercher leurs poids dans un même lieu à la surface de la terre (§ 34). On est convenu de prendre pour unité de poids, celui d'un centimètre cube d'eau à une certaine température, auquel on donne le nom de *gramme*. La masse de matière contenue dans un centimètre cube d'eau à la température convenue peut donc être prise pour l'unité de masse, mais cette dernière unité est indépendante de la pesanteur, et ne change pas lorsque cette force varie d'intensité.

D'après ces conventions, le poids d'un corps est le nombre de centimètres cubes d'eau qui produirait la même pression que ce corps sur un obstacle qui l'empêche de tomber. Ce nombre n'est en quelque sorte que le poids relatif; il peut aussi représenter la masse du corps, et est alors indépendant de la pesanteur et de ses variations. Si l'on voulait exprimer le poids absolu, ou la résultante des actions de la pesanteur sur un corps, de manière à pouvoir comparer des poids dans différents lieux de la surface de la terre, il faudrait convenir que l'unité de poids, ou le gramme, est le poids d'un centimètre cube d'eau, non-seulement à une certaine température, mais encore à une latitude ou dans un lieu déterminé, par exemple à Paris. L'instrument connu sous le nom de *balance* ne donne que le poids relatif; il faudrait employer un autre moyen pour comparer les poids absolus.

Balance.

102. Pour évaluer le plus exactement possible le poids d'un corps, il faut se servir d'une balance construite avec soin et précision. Si les bras de levier étaient parfaitement égaux, deux masses qui se feraient équilibre dans les deux plateaux seraient évidemment égales. Mais l'égalité parfaite des deux bras du levier est impossible à obtenir dans la pratique, et fort heureusement on peut s'en passer.

Ce qui importe le plus, c'est la mobilité de l'appareil et la constance du rapport des distances qui séparent le point où le fléau s'appuie sur le pied de la balance, des points où les plateaux sont suspendus aux extrémités du fléau. La description de la *balance* dite *de Fortin*, nous permettra d'indiquer en peu de mots, les conditions que doit remplir un bon instrument de cette nature, et les précautions qu'exige son emploi pour conduire à des déterminations exactes.

Un prisme triangulaire en acier trempé, fixé perpendiculairement au milieu du balancier, repose par une de ses arêtes légèrement arrondie, sur deux coussinets d'acier ou d'agate, exactement situés sur le même plan horizontal; tel est le mode de suspension du fléau sur le pied de la balance. Une pièce triangulaire semblable à la précédente est fixée à l'extrémité de chaque bras de levier; c'est sur son arête supérieure que s'appuient des crochets, dont les courbures intérieures sont elles-mêmes taillées en couteau, et qui supportent un des plateaux. FIG. 60.

Il faut que le centre de gravité du fléau soit situé au-dessous de l'arête de suspension pour que l'équilibre soit stable, mais à une distance telle, que les oscillations ne soient ni trop lentes, ni trop rapides. Pour pouvoir changer à volonté la position du centre de gravité, lorsque les poids posés dans les plateaux l'ont trop abaissé, on se sert quelquefois d'une petite masse que l'on peut soulever sur un axe fixé au fléau, et dont le prolongement doit rencontrer l'arête de suspension et passer par le centre de gravité; cet axe doit être vertical quand le fléau est horizontal.

Une longue aiguille est fixée au balancier dans un plan mené par l'arête de contact, perpendiculairement à la ligne qui joint les points de suspension des plateaux. Sa pointe oscille devant un arc tracé sur le pied de la balance, et gradué symétriquement, de part et d'autre d'un zéro situé dans le plan vertical qui passe par l'axe de suspension du fléau. L'équilibre doit être regardé comme établi, lorsque la pointe, dans ses oscillations, s'écarte autant à droite qu'à gauche du zéro; de cette manière on n'est pas obligé d'attendre que la balance soit parvenue à l'état de repos.

Deux fourchettes peuvent être élevées ou abaissées au moyen d'une manivelle, de manière à soulever le fléau ou à le faire reposer sur l'arête de suspension. Cette disposition a pour objet d'éviter que le couteau ne s'émousse, et que les plans qui le supportent ne se détériorent, lorsque l'on met des poids dans les plateaux, ou lorsque la balance n'est pas employée. Dans ces circonstances les

fourchettes doivent supporter le fléau; quand on les abaisse, ce fléau devenu mobile sur son arête, penche du côté où le poids est trop fort, et dans le cas où l'équilibre peut exister les oscillations de l'aiguille sont moins étendues. Enfin il est bon de renfermer la balance sous une cloche de verre, où on laisse séjourner une substance desséchante, afin d'éviter l'oxidation des couteaux et des plans d'acier.

Pour se passer de l'égalité des bras du levier, on pèse les corps par la méthode dite de substitution, imaginée par Borda. On met le corps dont on veut évaluer le poids sur un des plateaux, et on l'équilibre par des masses quelconques que l'on place dans l'autre. On enlève ensuite le corps, et on lui substitue des poids connus jusqu'à ce que l'équilibre soit de nouveau rétabli. La somme de ces derniers poids sera évidemment égale au poids du corps proposé. Les meilleures balances construites sur les principes précédents, pour peser jusqu'à un kilogramme, trébuchent à moins d'un milligramme, et permettent ainsi d'évaluer les poids à moins d'un millionième d'erreur.

Correction du poids.

103. Toute pesée faite dans l'air exige une correction; car un corps entouré de ce fluide, perd de son poids réel une quantité égale au poids du volume d'air qu'il déplace. Nous supposerons qu'on puisse négliger cette perte dans la détermination des densités; mais nous indiquerons par la suite comment on peut l'évaluer exactement; rapportée au poids cherché, elle est environ de $\frac{1}{400}$ pour les bois les plus légers, et de $\frac{1}{17000}$ pour le métal le plus lourd; elle dépasse donc de beaucoup les erreurs d'observation possibles, lorsqu'on se sert d'une balance très-exacte, et dans ce cas elle ne saurait être négligée.

Mesure des densités.

104. On est convenu de prendre pour unité de densité celle de l'eau pure et distillée, à une certaine température. D'après cela le nombre qui exprimera la densité d'un corps, et auquel on donne aussi le nom de *pesanteur spécifique*, indiquera combien la masse de ce corps contient celle de l'eau qui occuperait le même volume. Pour comparer les densités des corps, il suffit de mesurer leurs poids sous le même volume, puisqu'à volume égal les poids sont proportionnels aux densités.

Pour les liquides, on prend, un flacon à l'émeri que l'on pèse successivement vide, plein d'eau et ensuite rempli du liquide dont on veut évaluer la densité. Si P, P', P'', sont les poids obtenus dans ces trois pesées, la fraction $\frac{P''-P}{P'-P}$ sera la pesanteur spécifique du liquide proposé, puisque cette fraction est le rapport des poids d'un

même volume, du liquide et d'eau, égal à la capacité du flacon. Pour que le résultat soit exact, il faut avoir soin d'essuyer le vase avant chaque pesée, et d'éviter autant que possible les variations de température. Le bouchon doit être placé en le laissant tomber dans l'ouverture. Il faut attendre quelque temps pour peser après avoir essuyé le vase, afin que le liquide se mette en équilibre de température avec les corps environnants. Si cette température changeait d'une pesée à l'autre, il y aurait des corrections à faire aux poids obtenus, que nous indiquerons par la suite. Nous verrons aussi que dans le cas même où la température serait demeurée constante, des corrections seraient encore nécessaires pour rendre les résultats obtenus comparables à ceux pris dans d'autres circonstances.

On peut employer un procédé analogue pour mesurer la densité d'un corps solide. On pèse d'abord ce corps seul; soit P son poids; on place ensuite sur le plateau ce même corps et un flacon rempli d'eau. Lorsque la balance est équilibrée par une masse M placée dans le second plateau, on ouvre le flacon pour y plonger le corps, qui fait sortir un volume d'eau égal au sien; après avoir fermé et essuyé le flacon, on le replace sur le premier plateau; il faut alors lui ajouter un certain poids P′ pour équilibrer la même masse M; P′ est évidemment le poids de l'eau déplacée par le corps, et $\frac{P}{P'}$ la pesanteur spécifique cherchée.

Lorsque le corps solide est soluble dans l'eau, on choisit pour remplir le flacon un autre liquide dans lequel il ne soit pas soluble et dont on connaisse la densité. Il est facile de voir que la pesanteur spécifique du corps proposé sera égale au produit de celle du liquide, par le nombre $\frac{P}{P'}$, que l'on aura obtenu au moyen de l'opération précédente. Lorsque le corps est pulvérulent, il faut une précaution de plus, parce qu'il se loge toujours de l'air entre les grains qui le composent; il faut alors chasser cet air en exposant la poudre submergée sous le récipient de la machine pneumatique, ou mieux en faisant bouillir le liquide pendant quelque temps, si la poudre qu'il entoure ne peut être altérée par cette ébullition.

105. On se sert aussi, pour mesurer les densités des corps solides et liquides, de la *balance hydrostatique*, qui n'est autre qu'une balance ordinaire, munie d'un crochet fixé au-dessus d'un de ses plateaux, et auquel on peut suspendre un corps solide par un fil très-mince. Pour déterminer la densité d'un liquide, on met sur le plateau à crochet une masse solide quelconque, une boule Balance hydrostatique. Fig. 61.

de cuivre par exemple, et on l'équilibre par une masse M posée sur le second plateau ; on attache ensuite le corps au crochet, et on le tient plongé successivement dans l'eau et dans le liquide proposé. Il faut alors ajouter successivement sur le premier plateau des poids P et P′ pour équilibrer la même masse M; P et P′ sont évidemment, d'après le principe d'Archimède, les poids d'un même volume d'eau et du liquide, égal à celui du corps solide; la fraction $\frac{P}{P'}$ est donc la densité du liquide. Pour obtenir la pesanteur spécifique d'un corps solide au moyen de la balance hydrostatique, on cherche son poids Π dans l'air et le poids P de l'eau qu'il déplace lorsqu'on le pèse dans ce liquide, $\frac{\Pi}{P}$ est alors la densité cherchée.

106. On peut employer pour déterminer les pesanteurs spécifiques des liquides un instrument fondé sur ce principe, que deux liquides de densités différentes, soumis à une même pression extérieure, s'élèvent dans des tubes où cette pression ne s'exerce pas à des hauteurs qui sont en raison inverse de leurs densités. Les liquides sont contenus dans des vases séparés où plongent les extrémités des deux branches verticales d'un tube recourbé. Au coude supérieur de ce tube est adapté un corps de pompe qui peut raréfier l'air qu'il contient, et déterminer ainsi l'ascension des liquides dans les deux branches. Les colonnes soulevées font alors équilibre à une même pression, ou à l'excès de la pression de l'atmosphère sur celle de l'air raréfié dans l'appareil. Une échelle graduée verticale, fixée à chaque branche, permet d'évaluer la hauteur de la colonne de liquide qui s'y trouve. (Fig. 62.)

Aréomètres.

107. Mais pour comparer les densités des liquides, on a recours dans les arts à des procédés plus commodes et plus expéditifs que ceux qui viennent d'être indiqués. On se sert d'instruments appelés *aréomètres*, et qui sont de deux espèces : à volume constant, et à poids constant. Un aréomètre à volume constant est applicable à tous les liquides; son emploi consiste à le faire toujours plonger de la même quantité. Ce genre d'instrument se compose ordinairement d'une enveloppe en métal ou de verre, ayant la forme d'un cylindre terminé par deux bases coniques; cette enveloppe est lestée vers le bas par une masse de plomb ou de mercure qui abaisse son centre de gravité au-dessous de celui du volume de liquide déplacé, en sorte qu'elle conserve la position verticale dans son équilibre stable. Elle est surmontée d'une tige verticale très-déliée, terminée par une cuvette ou un plateau horizontal C destiné à recevoir des poids. On donne le nom de *point d'affleurement* à un trait marqué sur cette tige. (Fig. 63.)

En plaçant des poids suffisants sur le plateau supérieur, on pourra faire en sorte que l'aréomètre, plongé dans un liquide, s'y enfonce jusqu'au point d'affleurement, et là reste en équilibre. En répétant cette opération pour deux liquides, il sera facile de déduire le rapport de leurs densités du poids P de l'instrument que l'on doit avoir déterminé d'avance, et des poids A et A' que l'on aura été obligé de déposer successivement sur le plateau C. Car P+A, P+A', seront évidemment les poids d'un même volume des deux liquides, égal à la partie submergée de l'aréomètre affleuré. Si le premier liquide est de l'eau distillée, la fraction $\frac{P+A'}{P+A}$ sera la pesanteur spécifique du second. L'instrument dont nous venons de décrire la forme et l'emploi porte le nom d'aréomètre de Farenheit.

L'aréomètre de Nicholson diffère du précédent en ce que la masse inférieure, qui sert de lest, est contenue dans un petit vase fermé, terminé vers le haut par une cuvette C' dans laquelle on peut poser des poids. Au moyen de cette addition l'instrument dont il s'agit peut servir à mesurer la densité d'un corps solide. Pour cela il faut connaître d'avance le poids A qu'il est essentiel de placer dans la cuvette C, pour affleurer l'instrument dans l'eau distillée. Alors on pose un morceau du corps solide proposé, d'un poids moindre que A, successivement dans la cuvette supérieure C et dans la cuvette inférieure C'; on détermine l'affleurement dans ces deux circonstances, en ajoutant sur la cuvette C des poids convenables A' et A''. Il est facile de voir que A—A' et A—A'' représenteront le poids du corps solide dans l'air, et celui de ce même corps dans l'eau; que conséquemment A''—A' sera le poids d'un volume d'eau égal à celui du corps; et qu'enfin la fraction $\frac{A-A'}{A''-A'}$ sera la pesanteur spécifique cherchée. Si le corps est plus léger que l'eau, il ne pourra rester dans la cuvette inférieure sans y être attaché; il faut alors l'y fixer par un fil qui doit toujours rester plongé dans l'eau, lors de la détermination des trois poids A, A', A''. Il est évident qu'alors A'' sera plus grand que A, et la pesanteur spécifique $\frac{A-A'}{A''-A'}$ plus petite que l'unité. Fig. 64.

Certaines substances minérales s'imbibent d'eau en quantité plus ou moins grande suivant la durée de leur séjour dans ce liquide. On peut se proposer dans ce cas de déterminer la densité du corps, soit en cherchant la masse comprise sous l'unité de son volume apparent, lorsqu'il est sec, ou lorsqu'il est imbibé, soit en considérant seulement la matière solide qui enveloppe les pores et qui en forme les cloisons. Pour obtenir ces trois densités à la fois, il faudra, connaissant d'abord A, déterminer ensuite l'affleu-

rement : 1° par un poids A′, lorsque le corps sera parfaitement sec et posé sur le plateau supérieur ; 2° par un poids A″, lorsque le corps, placé dans la cuvette inférieure C′, sera plongé dans l'eau depuis assez longtemps, ou que l'imbibition aura été faite dans le vide, de telle manière que les pores soient bien purgés d'air et remplis de liquide ; 3° enfin par un poids A‴, lorsque le corps retiré de l'eau et saturé de ce liquide, sera placé de nouveau sur la cuvette supérieure. Il est aisé de conclure de là que le corps sec pèse A—A′, et A—A‴ lorsqu'il est imbibé ; que A″—A‴ est le poids d'un volume d'eau égal à celui du corps y compris les interstices ; A′—A‴ le poids de l'eau d'imbibition ; enfin A″—A′ celui de l'eau déplacée par la matière solide qui forme les cloisons des pores. D'après cela, $\frac{A-A'}{A''-A'''}$ sera la densité du corps sec, et $\frac{A-A'''}{A''-A'''}$ celle du corps imbibé, toutes deux rapportées au volume apparent, et $\frac{A-A'}{A''-A'}$ sera la densité de la matière solide qui enveloppe les pores. Enfin la fraction $\frac{A'-A'''}{A''-A'''}$, donnera évidemment le volume des interstices comparé au volume apparent.

Pèse-liqueur. 108. Les aréomètres à poids constant sont plus fréquemment employés que ceux à volume constant. Le plus ancien de ces instruments est celui de Beaumé ; on en a imaginé plusieurs qui diffèrent entre eux, moins par le mode de leur graduation que par l'emploi auquel ils sont destinés. En général, l'aréomètre ou *pèse-liqueur* est composé d'un tube de verre cylindrique, soufflé en boule vers le bas ; au-dessous de cette sphère creuse est une autre cavité contenant du mercure qui sert de lest.

Si l'aréomètre doit servir à comparer les densités de liquides plus pesants que l'eau, il faut le lester de telle manière qu'il s'enfonce presque entièrement dans l'eau pure ; on marque zéro au point d'affleurement. (Fig. 65.) En faisant dissoudre 15 parties en poids de sel marin dans 85 parties d'eau, on obtient un liquide où l'aréomètre s'enfonce moins que dans l'eau ; car son poids étant constant et le fluide plus dense, il doit en déplacer un moindre volume. On marque alors 15 sur le tube au nouveau point d'affleurement. L'intervalle compris entre les deux traits déjà marqués est ensuite divisé en 15 parties, et l'on prolonge la division sur le tube jusqu'à la boule. La graduation est ordinairement étendue jusqu'au nombre 67 ou 68 ; cette limite est suffisante pour qu'en plongeant l'instrument dans tous les liquides plus pesants que l'eau, connus dans le commerce et dans les arts, on puisse toujours assigner leur degré, ou la division correspondante à l'affleurement. Il n'y a aucun rapport exact entre ces divisions et les densités des liquides ; mais si ce

genre d'instrument était toujours divisé de la même manière, on aurait des aréomètres comparables entre eux, et qui indiqueraient l'égalité ou la grandeur relative des densités de plusieurs liquides.

Pour les liquides plus légers que l'eau, l'instrument doit être lesté de telle sorte, qu'étant plongé dans l'eau pure, le tube cylindrique ne s'y enfonce que du $\frac{1}{4}$ environ de sa longueur; on fait dissoudre 10 parties en poids de sel marin dans 90 parties d'eau; l'instrument plongé dans cette dissolution doit être construit de manière que le point d'affleurement soit encore sur le tube; on marque zéro en ce point, et 10 à l'affleurement dans l'eau; on divise ensuite en 10 parties égales l'intervalle qui sépare les deux traits déjà marqués, et l'on prolonge les divisions vers le haut du tube, jusqu'à 50°, limite suffisante.

109. On peut construire ou graduer des aréomètres à poids constant, qui donnent des nombres d'où l'on déduit facilement les densités. M. Gay-Lussac a proposé un instrument dans ce but, auquel il a donné le nom de *Volumètre*. Il est lesté de manière à s'enfoncer dans l'eau pure jusqu'à la partie supérieure, point d'affleurement auquel on marque 100. Si l'instrument avait partout le même diamètre extérieur, et que dans un autre liquide il s'enfonçât d'une quantité moitié moindre, la densité de ce nouveau liquide serait évidemment double de celle de l'eau; et en général, le rapport de la portion de tige plongée à la longueur totale donnerait, en le renversant, la pesanteur spécifique du liquide. Volumètre.

Or on peut obtenir l'indication de ce rapport, par la graduation d'un aréomètre de forme ordinaire. A cet effet, on compose une dissolution saline dont la densité soit $\frac{4}{3}$ ou 1,33, et l'on marque 75 (ou $\frac{3}{4}$ de 100), au point où l'instrument s'affleure dans cette dissolution. On divise l'intervalle entre les traits marqués 100 et 75, en 25 parties égales, et l'on porte des divisions égales au-dessous, sur toute la longueur du tube cylindrique. L'usage que l'on doit faire de cet instrument, pour en déduire la pesanteur spécifique d'un liquide plus dense que l'eau, se réduit à le plonger dans ce liquide; s'il affleure, par exemple, à la division marquée 80, on en conclura que le volume du liquide, pesant autant que l'appareil, est les $\frac{80}{100}$ du volume d'eau de même poids, et que conséquemment $\frac{100}{80}=1,25$ est la densité du liquide proposé. Mais pour que le volumètre donne des indications exactes, il faut que la tige soit parfaitement cylindrique. Fig. 66.

Pour construire un volumètre applicable aux liquides plus légers que l'eau, on le leste de manière que le tube ne s'enfonce qu'un peu dans l'eau pure ; on marque 100 à l'affleurement. On attache ensuite vers le haut du tube un poids qui soit le quart de celui de l'appareil, le tube s'enfonce alors davantage ; le poids ou le volume de l'eau déplacée dans ce second cas sera au poids ou au volume de celle déplacée dans le premier, comme 5 à 4, ou comme 125 à 100; on marquera donc 125 au nouveau point d'affleurement ; on divisera en 25 parties l'intervalle des deux traits déjà marqués, et l'on portera des divisions égales vers le haut du tube jusqu'à son extrémité.

M. Gay-Lussac a imaginé un autre instrument du genre des aréomètres à poids constant, destiné à faire connaître les proportions d'eau et d'alcool contenues dans un mélange de ces deux liquides. Ces proportions ne pourraient pas être déduites de la densité, parce que ce mélange éprouve une contraction variable avec ses proportions. Alors on détermine par l'expérience, et l'on écrit sur l'*alcoomètre* les proportions qui correspondent à chaque degré d'affleurement. Le changement de température altérant aussi la densité, on est obligé de faire des corrections aux résultats observés, lorsque la température à laquelle on les obtient, n'est pas celle qui existait lors de la graduation de l'instrument.

110. Les corps solides et liquides exposés à des températures sans cesse variables, changent conséquemment de densités, et comme ils ne se dilatent ou ne se contractent pas de la même manière, pour les mêmes variations de la température, les rapports de leurs densités changent aussi avec elles. On est donc obligé de rapporter les densités de ces corps à une certaine température, ou de corriger celles qui n'ont pas été observées à cette température normale, afin de rendre les résultats obtenus comparables entre eux ; nous indiquerons plus tard les moyens de faire ces corrections (douzième leçon).

Les pesanteurs spécifiques des gaz peuvent être déterminées par un procédé analogue à l'un de ceux dont on se sert pour les liquides (§ 104). Mais la grandeur des changements de volume que les variations de température et de pression occasionnent dans les fluides élastiques, fait dépendre toute la difficulté de cette détermination dans l'emploi que l'on doit faire des lois qui régissent ces changements. Il est préférable, d'après cela, de renvoyer la mesure des densités des gaz après l'étude de leurs dilatations par la chaleur (onzième leçon).

111. Lorsque deux corps se combinent chimiquement, leurs masses réunies subissent une dilatation ou une contraction, qu'il est souvent nécessaire de mesurer. Pour cela, il faut comparer la pesanteur spécifique de la combinaison, obtenue par l'expérience, avec celle qui aurait dû exister s'il n'y avait eu que mélange sans action chimique. Pour calculer cette dernière, soient P et P′ les poids des deux corps composants, d et d' leurs densités, et Δ la densité moyenne de leur simple mélange. Les volumes des deux corps seront $\frac{P}{d}$, $\frac{P'}{d'}$; le poids et le volume de leur mélange, sans contraction ni dilatation, devraient être respectivement égaux aux sommes des poids et des volumes de ces deux composants; on devrait donc avoir: Dilatation ou contraction des combinaisons.

$$\Delta\left(\frac{P}{d}+\frac{P'}{d'}\right)=P+P',\ \text{ou}\ \Delta=\frac{(P+P')\,d\,d'}{P\,d'+P'\,d};$$

suivant que la densité D de la combinaison, mesurée directement par l'expérience, sera plus grande ou plus petite que le nombre Δ déduit de l'équation précédente, on en conclura qu'il y a eu contraction ou dilatation.

Soient représentés, par V la somme des volumes des composants, et par U le volume de leur combinaison, on aura:

$$V\Delta=UD,\ \text{ou}\ \frac{U}{V}=\frac{\Delta}{D},\ \text{d'où}\ \frac{V-U}{V}=\frac{D-\Delta}{D};$$

dans le cas de la contraction $\frac{V-U}{V}$ représente la fraction de diminution de l'unité de volume; cette fraction, que l'on appelle coefficient de la contraction, étant égale à $\frac{D-\Delta}{D}$, peut donc être déterminée au moyen des nombres connus D et Δ. Dans le cas où D serait moindre que Δ, la fraction $\frac{\Delta-D}{D}$ exprimerait de même le coefficient de la dilatation.

112. On a souvent besoin de déterminer le volume d'un corps solide ou la capacité d'un vase; ces deux opérations sont faciles, en faisant usage d'un liquide dont la densité soit connue. La balance hydrostatique ou l'aréomètre de Nicholson donnant le poids p de l'eau déplacée par un corps solide, à une certaine température, ce poids p évalué en grammes et convenablement corrigé, indiquera le nombre des centimètres cubes que contient le volume du corps. Pour jauger un vase on peut le peser successivement plein d'eau et vide; la différence des deux pesées, encore évaluée en grammes et ayant subi la correction relative à la température, donnera le nombre de centimètres cubes qui représente la capacité du vase. Il est évident que si l'on employait un autre liquide que l'eau, les poids obtenus devraient être divisés par la pesanteur spécifique du liquide pour fournir les nombres de centimètres cubes cherchés. Mesure des volumes.

SEPTIÈME LEÇON.

Propriétés des corps solides. — Théorie de l'élasticité. — Pressions et tractions dans les solides. — Lois de la traction. — Compressibilité cubique des solides. — Lois de la torsion. — Chocs entre corps élastiques. — Coefficient et limite de l'élasticité. — Ténacité. — Trempe. — Ductilité. Malléabilité. — Corps cristallisés. — Frottement. — Dureté. — Cohésion.

Propriétés des corps solides.

113. Des procédés d'expérience que nous indiquerons plus tard, permettent de constater que les solides et les liquides se contractent ou se dilatent, lorsque, les actions extérieures restant les mêmes, la chaleur qu'ils contiennent diminue ou augmente; d'après cela on doit considérer ces corps comme composés de molécules placées à distance les unes des autres, et maintenues en équilibre par l'action simultanée de deux systèmes de forces, l'un tendant à les éloigner de leur position d'équilibre, qui est la répulsion due au calorique, et l'autre tendant au contraire à les rapprocher. C'est ce dernier genre de forces, auquel on donne le nom d'attraction moléculaire et de cohésion, que nous allons considérer maintenant. Nous l'étudierons d'abord dans les corps solides, où il paraît agir avec le plus d'intensité.

Dans les gaz la cohésion est nulle, on ne parvient à les maintenir en équilibre qu'en exerçant sur eux, au moyen des parois qui les contiennent, une pression qui détruise l'action répulsive du calorique; mais les corps solides pouvant conserver leur état, lorsque aucune pression n'est exercée à leur surface, il faut admettre en eux l'existence de la cohésion, qui puisse contre-balancer l'effet répulsif de la chaleur.

Les changements de volume des corps solides, qui résultent des pressions et des tractions exercées sur eux, lors même qu'ils conservent la même température, offrent un moyen d'étudier les lois de l'attraction moléculaire. Si la traction ou la pression exercée sur un corps solide ne dépasse pas une certaine limite, l'augmentation ou la diminution de volume qui en résulte n'a rien de permanent, c'est-à-dire que l'action extérieure cessant, le corps reprend

rigoureusement sa forme et son volume primitifs; lorsque au contraire cette limite est dépassée, la forme et la densité du corps restent altérées. On peut dire que dans le premier cas les molécules du corps reviennent à leurs premières positions d'équilibre, lorsque la cause qui les en écartait est éloignée, et que dans le second elles se placent au contraire dans de nouvelles positions d'équilibre après la suppression des actions extérieures.

Il résulte de ces différentes circonstances deux propriétés distinctes des corps solides; l'une est l'*élasticité*, c'est la propriété dont jouit un corps solide de revenir rigoureusement à ses dimensions primitives, lorsque comprimé ou dilaté par des forces étrangères, ces forces cessent de lui être appliquées; la limite des efforts qu'il peut supporter sans cesser de manifester cette propriété, est connue sous le nom de *limite de l'élasticité*. L'autre propriété, celle que possède un corps solide de changer de densité et de forme sans se désagréger, sous l'action de forces qui surpassent la limite de son élasticité, porte des noms différents suivant le mode extérieur employé pour la mettre en jeu; on la nomme *ductilité*, lorsqu'il s'agit d'étirer un corps en fil à travers les trous d'une filière; on l'appelle *malléabilité*, quand on veut réduire ce corps en plaques minces par la compression des cylindres d'un laminoir. Quel que soit le point de vue sous lequel on l'envisage, cette dernière propriété n'est pas encore assez bien définie ni assez étudiée, pour qu'on puisse en poser les lois générales. Il n'en est pas de même de l'élasticité, dont les lois sont en quelque sorte mathématiques; c'est de cette propriété dont nous allons d'abord nous occuper. Ainsi, dans l'exposé théorique qui va suivre, nous supposerons toujours les corps solides soumis à des efforts inférieurs aux limites de leur élasticité.

114. Lorsqu'un corps solide est à l'état de repos, les points matériels qui le composent sont sollicités par des forces qui se font équilibre ou s'annullent. Mais lorsqu'on exerce une action à sa surface, celle-ci entre en mouvement, l'ébranlement se communique aux molécules intérieures, le corps solide se déforme légèrement, et se constitue bientôt dans un nouvel état d'équilibre. Ce phénomène, sensible dans certains corps, exige des instruments délicats pour être reconnu dans d'autres, mais il existe pour tous. Les points matériels placés à la surface et qui reçoivent l'action immédiatement, la transmettent aux molécules intérieures du corps solide, et éprouvent de leur part une pression ou une traction égale qui maintient l'équilibre; ces nouvelles molécules exercent

Théorie de l'élasticité.

sur celles placées à une plus grande distance une action analogue à celle que les molécules de la surface exercent sur elles. Ainsi se propage, suivant une loi inconnue, la pression ou la traction exercée sur la surface, jusqu'à ce qu'elle soit détruite par une autre force extérieure, ou par un obstacle contre lequel s'appuie le corps solide. Si l'action extérieure cesse, tout rentre dans l'état primitif, et les pressions ou tractions intérieures cessent en même temps.

Soit, par exemple, un corps cylindrique aux deux bases duquel on applique des tractions égales et opposées, il s'allonge légèrement et l'équilibre se rétablit ensuite. La traction exercée aux extrémités s'est propagée dans l'intérieur du cylindre; car si l'on imagine une section perpendiculaire aux arêtes, il est nécessaire, pour le nouvel état d'équilibre, que la partie du corps placée d'un côté de la section attire celle qui est placée de l'autre côté, et soit attirée par elle avec une intensité égale à celle de la traction exercée aux extrémités. Si celle-ci était remplacée par une compression, le cylindre, au lieu de s'allonger se raccourcirait, et la partie du corps placée d'un des côtés de la section exercerait sur l'autre, et éprouverait de sa part une force répulsive égale à la pression qui s'exerce sur les deux extrémités. Enfin si l'on fait cesser les forces extérieures, les tractions ou les pressions intérieures qui étaient dues à ces forces, cessent également, et le cylindre reprend sa forme primitive. Les attractions ou répulsions qui naissent dans ces circonstances, doivent être regardées comme des augmentations ou des diminutions de la force de cohésion, ou de l'attraction moléculaire, dont les effets étaient annulés ou détruits par la force répulsive due à la chaleur, avant qu'une pression ou une traction étrangère ne fût appliquée à la surface du corps solide.

On peut conclure des considérations qui précèdent, que si en vertu d'une pression ou traction extérieure, ou d'une force accélératrice qui vient à naître tout à coup, deux points matériels quelconques d'un corps solide se rapprochent ou s'éloignent l'un de l'autre, il doit en résulter entre ces deux molécules une action répulsive ou attractive, qui est fonction de la distance primitive de deux molécules et de l'écartement, c'est-à-dire de la quantité dont elles se sont rapprochées ou éloignées.

Cette action pour un même corps est nulle, quelle que soit la distance, lorsque l'écartement est nul. Elle décroît rapidement, quel que soit l'écartement, quand la distance augmente, car toute adhésion cesse entre les deux parties d'un même corps séparées

l'une de l'autre par une distance appréciable. Selon que cette action variera plus ou moins rapidement avec l'écartement, une même pression produira un changement de forme moins sensible dans le premier cas, et plus sensible dans le second ; le premier est celui des corps rigides, tels que les pierres, les métaux; le second est celui des corps dits élastiques, tel que le caoutchouc.

Lorsque le changement de forme d'un corps solide, résultant de l'action des pressions extérieures ou des forces accélératrices, est très-petit, soit que ces pressions ou ces forces aient peu d'intensité, soit que le corps que l'on considère ait une grande rigidité, alors la fonction de l'écartement et de la distance primitive, qui représente l'attraction ou la répulsion que ces efforts font naître, se réduit au produit de la première puissance de l'écartement multipliée par une fonction de la distance primitive, qui, ainsi que nous l'avons remarqué, est insensible dès que la distance acquiert une valeur appréciable.

Quand les molécules d'un corps solide sont écartées de leurs positions d'équilibre, elles oscillent sans doute autour de leurs nouvelles positions un grand nombre de fois avant de s'y arrêter; ce mouvement oscillatoire dont on observe les effets dans plusieurs circonstances, est le plus souvent difficile à constater; mais il doit toujours exister. Quoi qu'il en soit, l'amplitude des oscillations de chaque molécule doit aller en diminuant rapidement, et finir enfin par s'annuler, en vertu de la communication de ce mouvement vibratoire à toute la masse du corps et aux corps ou aux fluides avec lesquels il est en contact.

Coefficient de l'élasticité.

115. En partant des seuls principes que nous venons d'établir, on parvient à trouver les équations générales, ou les expressions analytiques des lois qui régissent les mouvements et l'équilibre intérieur d'un corps solide primitivement homogène, auquel sont appliquées des forces étrangères, lorsque les efforts qu'il supporte ne dépassent pas les limites de son élasticité. Ces équations contiennent un coefficient numérique A, constant pour un même corps, dont la valeur n'influe pas sur les lois de l'élasticité, mais sert en quelque sorte de mesure à la grandeur de ses effets. Ce nombre, que nous appellerons *coefficient de l'élasticité*, est de la même nature et du même ordre de grandeur que la cohésion, ou la résistance opposée par le corps solide à la rupture ou à l'écrasement, et peut s'exprimer par un certain nombre de kilogrammes agissant sur un millimètre carré. Nous donnerons plus bas les valeurs approchées de ce coefficient pour différentes substances, et nous in-

diquerons en même temps comment on peut en déduire l'expression numérique des différents effets de l'élasticité.

Pressions dans les solides.

116. L'étude des équations dont nous venons de parler, et qui sont aux différences partielles, conduit à un grand nombre de théorèmes généraux sur les pressions ou tractions qui naissent dans l'intérieur d'un corps solide, lorsqu'il passe de l'équilibre d'homogénéité à un nouvel équilibre déterminé par l'influence de forces extérieures. Nous en citerons ici quelques-uns.

Dans un liquide, la pression est essentiellement la même dans tous les sens; elle s'exerce en outre perpendiculairement aux éléments plans que l'on considère dans la masse fluide. Mais si l'on imagine en un point d'un corps solide, soumis à des pressions ou à des tractions extérieures, une section plane de peu d'étendue, les molécules du corps situées d'un côté de cette section, exerceront sur celles situées de l'autre côté, une pression qui sera en général oblique à l'élément plan, et qui variera de grandeur et même de signe suivant la direction de cet élément; ce sera ou une pression, ou une traction, ou même une force tangentielle, c'est-à-dire une force qui tendra à faire glisser l'une sur l'autre les deux parties du corps séparées par la section plane.

Si l'on considère à la fois tous les éléments plans imaginables en un même point du corps solide, et que les pressions ou tractions qui leur correspondent soient représentées par des lignes, proportionnelles à leurs intensités et prises sur leurs directions à partir du point considéré, les extrémités de toutes ces lignes formeront un ellipsoïde à trois axes inégaux en général. Ces axes représenteront les actions exercées perpendiculairement à trois des éléments, et ce seront les seules qui ne seront pas obliques sur leurs plans; nous les appellerons pour cela *tractions ou pressions principales*. Les tractions ou pressions obliques correspondantes à trois éléments plans orthogonaux quelconques détermineront trois diamètres conjugués.

Si les axes principaux de l'ellipsoïde représentent tous les trois des tractions ou des pressions, et que l'on construise un autre ellipsoïde ayant le même centre que le premier, ses axes dirigés sur les mêmes droites, et proportionnels en grandeur aux racines carrées des premiers, le plan tangent à ce second ellipsoïde, au point où un demi-diamètre du premier vient le rencontrer, sera parallèle à l'élément plan sur lequel s'exerce l'action représentée par ce dernier diamètre. Si les axes principaux du premier ellipsoïde représentent deux tractions et une pression, ou deux pressions et une

traction, il faut substituer au second deux hyperboloïdes conjugués de mêmes axes que lui, l'un à une nappe et l'autre à deux nappes, ayant même cône asymptotique. Alors un demi-diamètre de l'ellipsoïde, situé sur ce cône asymptotique, représentera une force tangentielle, laquelle sera exercée sur l'élément plan tangent à ce cône suivant le demi-diamètre lui-même.

La dilatation ou la contraction linéaire est variable dans le corps proposé, d'un lieu à l'autre et autour d'un même point. La somme des dilatations linéaires prises dans trois directions orthogonales quelconques passant par un même point, est la même quel que soit le système de ces trois directions; elle est de plus égale à la dilatation ou contraction cubique autour du point que l'on considère. Les propriétés que nous venons d'énoncer se démontrent par des transformations convenables des équations aux différences partielles exprimant l'équilibre intérieur des corps élastiques. L'intégration de ces mêmes équations conduit à des conséquences plus directement utiles, qui sont autant de lois simples du phénomène de l'élasticité dans les corps solides homogènes, et que l'expérience vérifie.

117. Lorsque l'on considère un prisme solide d'abord dans le vide, dont ensuite les deux bases sont soumises à des tractions égales, de F kilogrammes par millimètre carré, et toutes les faces pressées par l'atmosphère suivant une force P, qui équivaut à peu près à $0^k,01$ sur l'unité de surface que nous adoptons, on trouve : 1° que le corps se dilate, et que la valeur de cette dilatation cubique est $\theta = \frac{1}{A}\frac{F-3P}{5}$; 2° que l'allongement w du prisme pour une hauteur z, est $w = \frac{1}{A}\frac{2F-P}{5}z$; 3° enfin, que si l représente la quantité dont s'allonge l'unité de longueur du prisme, sous l'influence d'une traction de F kil. par millimètre carré, on aura $A = \frac{2}{5}\frac{F}{l} + \frac{P}{5}$. Lois de la traction.

Dans les expériences que l'on a faites pour mesurer les augmentations de longueur des différents corps par la traction, F surpassait toujours un ou plusieurs kilogrammes, $P = 0^k,01$ était donc tout à fait négligeable; mais il est sans doute certains corps solides pour lesquels on ne pourrait, sans erreur sensible, négliger la pression atmosphérique. En négligeant P, on conclut des relations précédentes que le prisme diminue de densité, et que cette diminution est proportionnelle à la traction exercée; que l'allongement du prisme est proportionnel à sa longueur et à la force qui le tire. Les résultats seraient les mêmes si le prisme solide était pressé sur les deux bases au lieu d'être tiré, alors F changeant de signe, il en

serait de même de θ, w, l, qui représenteraient alors la contraction cubique, le raccourcissement du prisme sur une hauteur z, et celui de l'unité de longueur; ces quantités seraient proportionnelles à la pression exercée.

Ces résultats sont vérifiés par l'expérience. M. Cagniard-Latour Fig. 67. ayant attaché au fond d'un tube vertical rempli d'eau, un fil de métal qui occupait le milieu de ce tube, remarqua qu'en soumettant ce fil à une traction déterminée, le niveau de l'eau dans le tube et autour du fil tiré, baissait de manière à indiquer une diminution de volume de la partie plongée du fil métallique, et une diminution de sa densité proportionnelle à la traction exercée. Si l'on suspend un poids à un fil métallique vertical, attaché par son extrémité supérieure à un point fixe, que l'on mesure l'allongement qu'éprouve la distance comprise entre deux de ses points, au moyen d'une lunette mobile sur une règle verticale, on remarque que cet allongement est proportionnel au poids qui tend le fil, pourvu que ce fil reprenne toujours sa longueur primitive quand la traction cesse, c'est-à-dire pourvu que l'effort exercé sur le corps solide ne dépasse pas la limite de son élasticité.

La relation $A = \frac{2}{5}\frac{F}{l}$ peut servir à déterminer le coefficient de l'élasticité d'un corps. Par exemple, MM. Sturm et Colladon ont trouvé qu'un prisme de verre se raccourcissait de 0,0000011 de sa longueur pour une pression d'une atmosphère ou de 0^k,01 par millimètre carré; on en déduit A = 3636. On admet que le fer forgé s'allonge de 0,0001 pour une traction de 2 kil. par millimètre carré, on en déduit A = 8000. Plusieurs expériences publiées sur l'allongement ou la contraction d'autres corps donneraient A = 5177 pour la fonte, 2696 pour le bronze des canons, 2510 pour le laiton, 1294 pour l'étain, 202 pour le plomb, etc.; mais ces expériences doivent être répétées avec tout le soin nécessaire pour donner les valeurs exactes de A.

Compressibilité des solides. 118. Lorsqu'un corps solide homogène est soumis à une pression constante sur toute sa surface, l'analyse indique que sa contraction cubique, la même dans toutes ses parties, est égale à $\left(\frac{3}{5}\frac{P}{A}\right)$, P étant ici la pression exercée sur un millimètre carré, exprimée en kilogrammes. Si toutes les valeurs de A que nous venons de donner pour différents corps étaient exactes, on en conclurait que, pour une pression de 1 kilogramme par millimètre carré ou de 100 atmosphères environ, la compressibilité cubique serait de $\frac{1}{6060}$ pour le verre, de $\frac{1}{13333}$ pour le fer, de $\frac{1}{8628}$ pour la fonte, de $\frac{1}{4496}$ pour

le bronze des canons, de $\frac{1}{4183}$ pour le laiton, de $\frac{1}{2156}$ pour l'étain, de $\frac{1}{336}$ pour le plomb, etc.

119. Lorsqu'on considère un corps cylindrique soumis à une force de torsion, on trouve par l'analyse que l'angle de torsion ω, ou l'angle dont un diamètre d'une section transversale située à une distance z de la section fixe, est écarté de sa position primitive, est donné par la formule $\left(\omega = \frac{2M}{\pi A R^4} z\right)$; M étant le moment de la force qui tord le fil, R le rayon du cylindre. Il suit de là que l'angle de torsion est proportionnel à la longueur du cylindre, au moment de la force de torsion, et en raison inverse du coefficient d'élasticité et de la quatrième puissance du diamètre du corps. Ces résultats sont confirmés par l'expérience. Lois de la torsion.

Si l'on détermine, pour une substance taillée en cylindre d'un rayon donné, l'angle de torsion qui correspond à une longueur connue, on pourra déduire de ce mode d'expérience la valeur de A. En prenant les valeurs de $\frac{Mz}{R^4}$ données par M. Biot pour le fer et le laiton, et tirées d'expériences faites par Coulomb, on trouve $A = 7500$ pour le fer, et 2250 pour le laiton. Ces nombres diffèrent de ceux que nous avons cités plus haut; mais cette différence est assez petite pour ne pouvoir être attribuée qu'aux erreurs des expériences faites jusqu'ici sur la traction des corps dans le sens de la longueur.

La valeur de ω donnée précédemment indique que les forces, ou plutôt les moments des torsions, M et M′, capables de produire un même angle de torsion ω sur deux fils solides de nature différente ou ayant des coefficients d'élasticité différents A et A′, mais de même longueur z et de même rayon R, sont proportionnels à A et A′. Ce résultat donne un moyen très-exact pour évaluer le rapport des coefficients d'élasticité de ces deux fils : car si l'on fait osciller une aiguille horizontale successivement fixée à l'extrémité libre de chacun de ces fils, maintenue verticalement et pincée à sa partie supérieure, la force de torsion tendant à ramener cette aiguille à sa position d'équilibre, qui correspond au zéro de torsion, avec une intensité variable, mais constamment proportionnelle à l'angle d'écartement, les oscillations seront isochrones, et le carré du nombre de ces oscillations, faites dans un temps donné, sera proportionnel à la force de torsion pour un angle égal à l'unité, ou au coefficient d'élasticité. Ainsi, si n et n' sont les nombres d'oscillations faites dans une minute par l'aiguille successivement fixée aux extrémités libres des deux fils proposés, on aura $A' : A :: n'^2 : n^2$. La

précision qu'on peut apporter dans ce genre d'expérience en fait le moyen le plus exact que l'on puisse employer pour comparer les coefficients d'élasticité de différents corps.

L'analyse appliquée au cas de la torsion donne encore un résultat qu'il convient d'énoncer. Un point matériel quelconque du cylindre tordu est soumis à différents efforts dans différents sens; si l'on mène par ce point le rayon r qui mesure sa plus courte distance à l'axe, et deux autres droites perpendiculaires à r et inclinées à 45° sur la section transversale du cylindre, ces deux dernières droites seront l'une la direction de la pression maxima, l'autre celle de la plus grande traction, exercées autour du point perpendiculairement aux éléments plans qui leur correspondent; la traction maxima aura pour expression $\frac{2M}{\pi R^4}r$, et sa plus grande valeur aura lieu à la surface même du cylindre, ou pour $r=R$.

Il suit de là que si l'on connaît par l'expérience la limite φ de la traction qu'on peut faire éprouver, dans le sens de sa longueur, à un prisme de la substance du cylindre, la limite μ du moment de la torsion sera donnée par l'équation $\mu=\frac{\pi R^3\varphi}{2}$. Si, par exemple, on admet que pour le fer tiré dans le sens de sa longueur la limite de l'élasticité corresponde à une traction de 14 kilogrammes au millimètre carré, on aura $\mu=22R^3$ pour la limite du moment de la torsion qu'on peut faire éprouver à cette même substance. Cette limite s'accorde avec celle que différents praticiens ont déduite de l'expérience directe de la torsion.

Balance de torsion. Fig. 68.

120. On fait usage en physique d'un appareil connu sous le nom de balance de torsion, dans lequel la force de torsion est opposée à d'autres forces qu'on veut mesurer. Cet appareil se compose essentiellement d'un fil métallique encastré par son extrémité supérieure, et d'un levier fixé perpendiculairement à son extrémité inférieure. L'encastrement est formé d'une pince, qui traverse un tuyau dont le bord supérieur présente un limbe horizontal gradué, et qui se termine par une aiguille que l'on peut arrêter en un point quelconque du limbe, et qui permet d'évaluer la torsion qu'on est obligé de faire subir au fil pour que le levier sollicité par une force étrangère puisse garder une certaine position. L'angle total de torsion sert alors de mesure à cette force, en prenant pour unité celle qui ne produirait qu'un écartement d'un degré.

Une des plus belles applications qui aient été faites de cet instrument est celle au moyen de laquelle Cavendish a prouvé que les corps de la nature s'attirent mutuellement, et qui lui a servi à mesurer la densité moyenne de la terre. Le levier portait à cet effet

deux petites boules métalliques; deux grandes masses sphériques de plomb furent amenées à une certaine distance des deux côtés opposés et symétriques de ces deux boules, en sorte que le milieu de la droite qui joignait les centres de ces masses fût au même point de l'axe du fil de la balance que le milieu de la droite qui joignait les centres des deux boules. Les boules métalliques furent attirées par les masses de plomb, le levier s'écarta du zéro de torsion, et oscilla de part et d'autre d'une position d'équilibre. FIG. 69.

En mesurant alors la durée de chaque oscillation, on pouvait la corriger de l'effet dû à la force de torsion, et en déduire la durée t de l'*oscillation* du levier sous la seule force attractive des masses de plomb; substituant cette valeur dans la formule $t = \pi \sqrt{\frac{l}{g}}$, on obtenait la longueur l d'un pendule, dont l'oscillation due à la pesanteur eût été de même durée que celle du demi-levier l' de la balance, sous l'attraction g' de la masse voisine, ce qui donnait $l : l' :: g : g'$. Or, la pesanteur ou l'attraction de la terre est égale à $f\frac{VD}{R^2}$; $V = \frac{4}{3}\pi R^3$ étant le volume de la terre, D sa densité moyenne, et R son rayon, enfin f l'attraction de l'unité de masse à l'unité de distance; l'attraction de chaque masse de plomb, de rayon r et de densité connue d, sur la boule du demi-levier voisin situé à une distance ρ de son centre, était $\frac{4}{3} f \frac{\pi r^3 d}{\rho^2}$; on avait donc l'équation $RD : \frac{r^3 d}{\rho^2} = l : l'$, d'où l'on pouvait déduire D. C'est ainsi que Cavendish a trouvé 5,48 pour la densité moyenne de la terre, ou environ 5 fois $\frac{1}{2}$ celle de l'eau.

121. Lorsqu'un mouvement vibratoire est communiqué à un corps solide, soit par l'air, soit par d'autres corps avec lesquels il est en contact, la rapidité plus ou moins grande avec laquelle ce mouvement se propage dans son intérieur, la nature des sons qu'il fait entendre le plus facilement et avec le plus d'intensité, lorsque ses molécules viennent à vibrer, dépendent du coefficient d'élasticité de ce corps, et fournissent un nouveau moyen de le déterminer dont on parlera dans la théorie de l'acoustique. La propriété dont jouissent les corps solides de produire et de transmettre des sons tient donc à la faculté que possèdent leurs molécules de pouvoir osciller autour de leurs positions d'équilibre, et est essentiellement liée à l'élasticité ou à la compressibilité.

On peut conclure de la simplicité des résultats qui précèdent et de leur accord avec les données de l'expérience, que toutes les modifications de forme et de mouvement subies par les corps solides en raison de leur élasticité pourraient être déduites de la théorie,

si l'on pouvait lever les difficultés d'analyse qui s'opposent encore à l'interprétation complète des équations comprenant tous ces phénomènes. Nous ne nous arrêterons pas sur les résultats que l'on obtient lorsque l'on traite par le calcul le cas d'un cylindre creux, ou celui d'une sphère creuse, que l'on soumet intérieurement à une forte pression; nous nous contenterons de faire remarquer que l'analyse indique une limite à la pression intérieure, qu'elle ne saurait dépasser sans produire dans l'enveloppe solide une altération permanente, quelque grande que fût son épaisseur. Dans le cas de la sphère creuse, cette limite est environ de 2800 atmosphères pour le fer, et de 2000 pour la fonte.

Choc des corps élastiques.

112. Le choc des corps présente de nombreux exemples des effets de l'élasticité. Lorsqu'une bille d'ivoire tombe d'une certaine hauteur sur une table de marbre, elle se déforme ainsi que la table, pendant un instant très-court; la vitesse de la bille est diminuée, puis détruite, par les pressions intérieures aux deux corps dues au choc ou à la déformation; lorsqu'elle est annulée, les mêmes pressions font naître une vitesse en sens contraire, qui croît successivement jusqu'à ce que le contact cesse; la bille remonte alors, et elle atteindrait la hauteur dont elle est descendue, si son élasticité et celle de la table étaient parfaites. On peut constater l'existence de la déformation, en enduisant la table d'une légère couche de vernis; on y remarque, après le choc et à l'endroit du contact, une tache circulaire, dont le diamètre est d'autant plus grand que la bille d'ivoire est plus grosse et qu'elle est tombée de plus haut. Il est évident que cette tache et ses variations de grandeur ne peuvent s'expliquer qu'en admettant une déformation durant le choc : car dans l'hypothèse de l'invariabilité de forme, la tache devrait être imperceptible, ou de grandeur constante pour une même épaisseur de la couche gommeuse et pour une même bille tombant de différentes hauteurs.

Si deux billes d'ivoire de même grandeur, B et B′, sont en contact et suspendues par des fils parallèles, l'une d'elles B étant éloignée de la verticale, vient en retombant choquer la seconde B′, et lui communique toute sa vitesse, tandis qu'elle rentre en repos. Quand la bille B a plus ou moins de masse que B′, elle se meut encore après le choc, dans le même sens qu'avant ou en sens opposé ; la bille B′ se meut toujours dans la même direction. Ces effets ne sont que des cas particuliers du choc entre corps élastiques, dont la Mécanique rationnelle donne les lois générales. Si plus de deux billes égales se suivent, suspendues comme les précédentes, la

FIG. 70.

première, venant à choquer le reste du système, reste en repos, les billes intermédiaires ne paraissent pas bouger, et la dernière seule est soulevée comme si elle avait été frappée directement ; cet effet s'explique par une série rapide de chocs successifs. La première bille communique la vitesse acquise à la seconde, celle-ci à la troisième, et ainsi de suite jusqu'à la dernière, qui peut seule la conserver. En soulevant les deux premières billes, et les laissant retomber ensemble, on voit les deux dernières se mouvoir seules après le choc, que l'on doit considérer comme réellement composé de deux chocs séparés qui se succèdent rapidement.

123. Les ingénieurs et les mécaniciens ont souvent besoin de connaître le plus grand effort d'une certaine nature, que peut subir un corps solide sans que ses propriétés physiques soient altérées. La théorie des corps élastiques, dont nous venons d'énoncer les principaux résultats, indique que cette limite, dans les circonstances données, pourrait se déduire par le calcul de la plus grande traction que peut supporter une tige de la même matière solide, sans éprouver de changement permanent dans sa longueur. Mais la détermination de cette traction maxima offre beaucoup d'incertitude. En suspendant à cette tige des poids de plus en plus considérables, que l'on enlève successivement pour observer si elle reprend rigoureusement sa longueur primitive, on saisit une limite où cette épreuve ne réussit plus. Il ne faudrait cependant pas en conclure que l'élasticité du corps ne s'altèrera jamais, tant que cette limite ne sera pas dépassée : car l'observation indique qu'un effort modéré et persistant peut produire à la longue le même effet qu'une action plus forte et moins prolongée. On ne connaît pas encore la loi que suit cette influence singulière du temps sur les propriétés physiques des corps sollicités ; on sait seulement qu'elle est d'autant moindre que les efforts constants sont plus faibles. C'est par cette raison que dans la pratique il convient de réduire les efforts au tiers, et tout au plus à la moitié des limites données par l'expérience précédente. Limite de l'élasticité.

124. Si dans cette expérience les poids supportés par la tige dépassent la limite de son élasticité, elle s'allonge de plus en plus, et finit par se rompre. Le poids total qui détermine cette rupture, sert de mesure à la ténacité du corps éprouvé. Des épreuves faites sur différents métaux semblent conduire à cette conséquence, que pour tout corps solide la limite de son élasticité est environ le tiers de celle où sa rupture a lieu. L'observation prouve que cette seconde limite varie aussi avec la durée de la traction : car une tige métal- Ténacité.

lique supportant un poids un peu moindre que celui qui la romprait instantanément, cède, au bout d'un temps plus ou moins long, à cette action persistante: Il résulte de là, qu'un corps solide qui a été soumis à une épreuve très-voisine de la résistance maxima qu'il pouvait offrir, peut être tellement altéré, qu'il cède plus tard à une épreuve beaucoup plus faible que la première. On explique par là comment des pièces de canon, essayées à la fonderie sous une triple charge, ont pu éclater après quelques coups tirés avec la charge ordinaire; et comment des barres de fer éprouvées à une traction moitié de celle qui les eût rompues, ont pu céder dans une construction où elles étaient cependant soumises à un effort moindre. Ces faits jetant une grande incertitude sur l'utilité réelle des épreuves que l'on fait subir aux matériaux pour s'assurer de leur résistance, il est prudent de ne jamais pousser ces essais préliminaires au delà des plus grands efforts que les corps auront à supporter, dans l'emploi auquel ils sont destinés.

Les deux limites de la ténacité et de l'élasticité, qu'il importe de connaître pour calculer les résistances et la possibilité physique d'une construction ou d'une machine, doivent être déterminées directement sur chacun des matériaux que l'on se propose d'employer; car, pour plusieurs corps solides de la même espèce de matière, ces limites peuvent être très-différentes. Des blocs de pierre provenant de la même couche de terrain offrent souvent des résistances inégales aux pressions qui tendent à les écraser; des madriers de la même espèce de bois et de mêmes dimensions, peuvent résister inégalement à une force de traction, ou aux pressions qui les font fléchir; enfin, des pièces d'un même métal présentent des résistances très-différentes, suivant le minerai dont ils sont extraits, le procédé métallurgique usité pour les obtenir, et les efforts mécaniques employés pour rapprocher leurs particules et leur donner de la ténacité.

Trempe. 125. La plupart des métaux acquièrent de l'élasticité lorsqu'ils sont battus à froid, ou réduits en lames par la pression des cylindres d'un laminoir, ou passés à la filière. On dit alors qu'ils sont *écrouis;* s'il importe de leur donner de la ductilité, il faut pour cela les *recuire,* c'est-à-dire les chauffer au rouge et les laisser refroidir lentement. Certains corps deviennent très-élastiques par la *trempe,* c'est-à-dire lorsque ayant été chauffés à une très-haute température, on les refroidit subitement par l'immersion dans l'eau ou toute autre masse froide. L'acier, ou le fer uni à une petite proportion de carbone, jouit de cette propriété à un très-haut degré; il est

d'autant plus dur et plus élastique, que la trempe a produit un abaissement subit de température plus considérable; il devient de nouveau mou et ductile, lorsqu'on le ramène à la même température élevée, et qu'on modère son refroidissement; en général, il perd une partie des propriétés que la trempe lui donne, lorsque sa température s'étant élevée, s'abaisse ensuite lentement. Le verre devient, par la trempe, dur, élastique, mais aussi très-fragile; c'est pour éviter cette grande fragilité, que les objets en verre nouvellement fabriqués sont recuits sur un foyer dont on les éloigne graduellement. L'alliage de cuivre et d'étain dont sont composés les cymbales et les tam-tams, contrairement à ce qui se passe dans l'acier et le verre, acquiert de la dureté et de l'élasticité par un refroidissement lent, devient ductile et malléable par la trempe. La cause de ces effets et de ces différences est encore inconnue.

126. On ne peut pareillement expliquer les différences singulières que présentent les métaux dans leur ductilité, suivant la nature des efforts mécaniques employés pour la mettre en jeu. Quand on les travaille au marteau, en les battant à froid, les plus petites épaisseurs auxquelles on puisse les réduire sans qu'ils se déchirent, sont différentes de l'un à l'autre; en prenant l'ordre inverse de ces épaisseurs pour celui de la malléabilité comparative des métaux éprouvés, ils se trouvent rangés dans l'ordre suivant : plomb, étain, or, zinc, argent, cuivre, platine, fer. Mais si l'on prenait pour mesure de la malléabilité d'un corps la moindre épaisseur à laquelle il puisse être obtenu sans se fendiller, par des passages réitérés sous les cylindres d'un laminoir, les mêmes métaux se rangeraient ainsi : or, argent, cuivre, étain, plomb, zinc, platine, fer. Enfin, en comparant les plus petits diamètres auxquels ces métaux puissent être réduits sans se briser, lorsqu'on les étire successivement à travers les trous décroissants d'une filière, leur ductilité relative les place dans l'ordre suivant : platine, argent, fer, cuivre, or, zinc, étain, plomb. Ductilité et malléabilité.

127. Un corps solide présente des propriétés particulières et différentes de celles que nous venons de passer en revue, lorsque les circonstances qui président à sa formation permettent à ses particules de se superposer lentement les unes aux autres; soit qu'étant primitivement liquide, ce corps se congèle par un refroidissement modéré; soit que, dissous dans un liquide, il se précipite successivement en vertu d'une diminution de solubilité occasionnée par celle de la température, ou par l'évaporation; soit enfin que ses molécules se séparent d'une combinaison chi-

mique, par la neutralisation d'une partie des forces qui les sollicitaient. Dans ces circonstances, les molécules prennent des positions régulières, qui sont sans doute les plus stables relativement aux forces qui les sollicitent au moment de leur agglomération. Le corps solide formé est alors *cristallisé.*

Dans cet état, il peut présenter des formes polyédriques, qu'on appelle *cristaux*, et dont les angles plans et dièdres ont des rapports essentiels pour chaque substance; il se divise, sous le marteau, en morceaux dont les faces sont planes et parallèles deux à deux. Les directions constantes de ces sections de moindre résistance, portent le nom de *plans de clivage*; leur nombre et leurs positions relatives varient d'une substance à une autre. En imaginant que la division du cristal soit poussée assez loin pour isoler le système de chaque particule, on conçoit que ce système doit avoir une forme polyédrique, dont les faces sont en nombre égal ou double de celui des clivages; c'est cette forme limite qu'on appelle molécule intégrante, ou *forme primitive* du cristal, en Minéralogie. Trois clivages différents donnent pour forme primitive un parallélipipède; quatre, un octaèdre ou un tétraèdre; un plus grand nombre, un dodécaèdre. Les faces de la forme primitive étant parallèles aux clivages, ses angles plans et dièdres sont faciles à mesurer; quant aux rapports de longueur de ses arêtes, ils peuvent se conclure de l'ensemble des formes cristallines que la substance proposée affecte dans diverses circonstances.

On a cru devoir conclure des phénomènes de la cristallisation, que les dernières particules indivisibles des corps sont réellement polyédriques, et que les formes primitives considérées par les minéralogistes, ne sont autres que celles des atomes eux-mêmes. Mais si l'on remarque que les corps cristallisés se contractent et se dilatent comme les autres corps solides, par des efforts extérieurs ou des variations de température, et qu'ils ont souvent des densités plus petites que les liquides provenant de leur fusion, on est obligé d'admettre que les particules matérielles indivisibles s'y trouvent séparées et non contiguës, rien n'empêche alors de leur supposer des formes sphéroïdales. Les directions des plans de clivage ou de plus facile section, sont ceux des éléments plans pour lesquels les pressions ou tractions qui naissent autour de chaque point, lors d'une action extérieure, ont la moindre intensité; et l'on conçoit que leur position doive être déterminée, et leur nombre limité, par l'orientation des axes des particules, qui est la même dans tout le cristal. Les plans parallèles aux clivages, qu'on imaginerait diri-

gés symétriquement entre les particules, formeraient des polyèdres égaux entre eux et semblables à la forme primitive adoptée; chacun de ces polyèdres compose le système isolé d'une particule; mais sa capacité intérieure doit être considérée comme vide de matière pondérable, à l'exception du centre ou de quelques points, occupés par les atomes qui composent la molécule intégrante.

128. Pour compléter l'examen des propriétés générales des corps solides, il conviendrait de parler du *frottement* ou de la résistance que les corps opposent lorsque, étant en contact, on les fait glisser l'un sur l'autre. Mais cet obstacle au mouvement doit être plus spécialement étudié dans le cours de machines, où il importe de connaître les dépenses de force qu'il exige pour être surmonté; sa théorie est intimement liée à celle du mouvement : son intensité varie avec les forces qui sollicitent les corps frottants, avec les vitesses relatives qui les animent; et les lois que suit le frottement dans ces circonstances ne peuvent être développées dans le cours de physique actuel. L'expérience indique que, toutes choses égales d'ailleurs, le frottement est moins grand entre des corps dont la surface est polie, c'est-à-dire présente des aspérités moins hautes, ou qui sont enduites d'une matière grasse baignant ces aspérités; l'adhérence de deux corps de même nature surpasse celle de deux corps différents; elle augmente avec la durée du contact lorsqu'un des corps est le bois; cette durée ne paraît pas influer sur l'adhérence entre les métaux tant que leur surface n'éprouve pas d'altération. Ces faits divers sont encore sans explication. Frottement.

129. Il en est de même de la propriété que possèdent les corps taillés en pointes, en arêtes, en couteaux, d'entamer ou de rayer d'autres surfaces moins dures. Cette propriété permet de ranger les corps solides suivant l'ordre décroissant de leur dureté relative, ce qui fournit un moyen de les distinguer les uns des autres lorsque leur apparence est la même; elle est d'ailleurs utilisée dans les arts pour tailler le verre, limer les métaux, tourner et aléser des surfaces de révolution, former et polir des surfaces planes. Mais il serait difficile d'analyser complétement tous ces effets, et d'en assigner les causes probables sans faire des hypothèses nombreuses et compliquées. En général, lorsqu'il s'agit de changements permanents, la théorie des corps solides est fort peu avancée; ses progrès semblent même subordonnés à ceux de toutes les autres parties de la Physique. Dureté.

130. Malgré cette imperfection de la théorie, les propriétés des corps solides prouvent que leurs différentes parties exercent les Cohésion.

unes sur les autres une force attractive; car sans admettre cette cause générale il serait impossible, dans l'état actuel de la science, de concevoir l'ensemble des phénomènes que nous venons de décrire. On peut d'ailleurs rendre sensible l'existence de la force de cohésion par des expériences plus directes. Si l'on prend deux corps solides terminés par des surfaces planes bien dressées, qu'on applique exactement l'une sur l'autre en les enduisant, s'il est nécessaire, d'un peu de liquide ou d'un corps gras pour chasser l'air interposé, on remarque que les deux corps adhèrent assez fortement l'un à l'autre, même lorsqu'ils sont dans le vide et que la pression extérieure de l'atmosphère n'agit plus concurremment avec la cohésion pour réunir les deux surfaces. Deux plaques de verre ou de marbre bien polies, ou deux morceaux de plomb récemment coupés, servent à constater ce fait; mais cet effet de la cohésion disparaît lorsque la distance qui sépare les deux surfaces est appréciable à nos sens.

La force de cohésion est incomparablement plus grande que la pesanteur; car si l'on imagine un cylindre de métal maintenu verticalement, encastré vers le haut dans un obstacle fixe, et dont la longueur serait telle, que son poids fût sur le point de déterminer sa rupture, il y aurait équilibre entre l'attraction qu'exerceraient l'une sur l'autre les deux parties très-voisines de la section transversale où la séparation devrait s'opérer et l'action de la pesanteur sur la masse très-étendue de la barre métallique. Supposons que cette barre soit de fer et qu'elle ait un mètre carré de section; on sait que la force capable de rompre le fer est d'au moins 40 kilogrammes par millimètre carré, ou de 40,000,000 kil. par mètre carré; or le poids d'un mètre cube de fer est moindre que 8000 kil.; il faudrait donc que la barre eût au moins 5000 mètres de longueur, ou une lieue et quart, pour rompre sous son propre poids. Il est évident que cette longueur serait encore la même si l'épaisseur de la barre était différente.

HUITIÈME LEÇON.

Compressibilité des liquides. — Cohésion des liquides. — Attraction mutuelle des corps solides et des liquides. — Phénomènes capillaires. — Attractions et répulsions des corps flottants.

---

131. La compressibilité des liquides étant extrêmement petite, comparée à celle des gaz pour les mêmes pressions exercées, a été longtemps inaperçue. Mais les liquides servant à propager les sons ou les mouvements vibratoires, aussi bien que les solides, ces corps doivent être compressibles. Pour constater cette propriété, on essaya, dès la fin du XVIIe siècle, de comprimer une sphère creuse de métal totalement remplie d'eau; la sphère ayant, à égalité de surface, une plus grande capacité que toute autre forme géométrique, cette compression devait diminuer le volume intérieur par la déformation de l'enveloppe; en supposant toutefois que cette enveloppe ne se dilatât pas, on en eût conclu la compressibilité du liquide; mais il ne put être retenu dans l'intérieur, et suinta à travers les pores du métal. **Compressibilité des liquides.**

On imagina aussi de joindre, par un tube recourbé assez étroit, deux vases de verre ou réservoirs pleins d'eau, d'entretenir un d'eux à une basse température en l'entourant de glace fondante, et de chauffer l'eau de l'autre réservoir, dont la dilatation devait comprimer l'air qui occupait une portion du tube; cette compression communiquée à l'eau froide devait diminuer son volume. Mais il paraît qu'on n'aperçut aucun abaissement de niveau lorsqu'on fit cette expérience; ce qui était peut-être dû à la vaporisation de l'eau échauffée, et à la condensation de cette vapeur dans le réservoir froid. Quoi qu'il en soit, on crut devoir conclure de ces résultats, que l'eau était incompressible. FIG. 71.

Longtemps après, Canton, physicien anglais, essaya de prouver la fausseté de cette conclusion. Il remplit une boule de verre, terminée par un tube très-fin, d'un liquide qu'il exposa à une forte température; le tube alors plein fut fermé au chalumeau. Le vase étant ensuite refroidi, le liquide contracté laissa au-dessus de lui

un espace vide d'air. Or, en cassant la pointe du tube, Canton remarqua un abaissement très-sensible du niveau du liquide, qu'il crut devoir attribuer à sa compressibilité sous la pression de l'atmosphère. Mais, dans ce genre d'expérience, les enveloppes solides devaient se dilater et leur capacité intérieure augmenter, au moment où l'air et sa pression étaient introduits, en sorte qu'il eût fallu connaître la correction due à la dilatation des vases, pour s'assurer si les liquides étaient réellement comprimés.

Il est facile de prouver par l'expérience la nécessité d'avoir égard au changement de capacité de l'enveloppe; car si l'on dispose un appareil semblable à celui de Canton, dans l'intérieur d'une cloche que l'on place sur le plateau de la machine pneumatique, on re-
Fig. 72. marque que le niveau du liquide s'abaisse lorsqu'on fait le vide; ce qui indique que l'enveloppe se dilate par la soustraction de la pression extérieure à la boule. Si l'on casse ensuite la pointe du tube, qui doit traverser la paroi du récipient, on observe encore un abaissement, en partie dû à la dilatation que subit la boule de verre sous la pression atmosphérique agissant intérieurement. Enfin, lorsqu'on laisse rentrer l'air sous le récipient, le niveau du liquide s'élève par la contraction de l'enveloppe, due à la pression atmosphérique rétablie sur la paroi extérieure.

Mais il existe un moyen certain de constater la compressibilité des liquides. Il consiste à renfermer le liquide que l'on veut éprouver, dans un vase terminé par un tube étroit mais ouvert, dans lequel une bulle de mercure puisse indiquer le niveau, et à plonger ensuite cet appareil dans un vase plein d'eau, sur laquelle on exerce une forte pression. Dans ces circonstances, l'enveloppe étant soumise à une même pression, intérieurement et extérieurement, se contractera comme si elle formait une des couches d'une masse solide et pleine de la même substance. Si donc le niveau du liquide baisse, quoique la capacité intérieure ait diminué, il faudra en conclure que ce liquide est compressible, et qu'il l'est plus que le corps solide qui lui sert d'enveloppe. On pourra même déduire de ce mode d'expérience, le coefficient numérique de la compressibilité du liquide, pour une pression donnée; car il suffira d'ajouter à la diminution de volume observée, celle de la capacité de l'enveloppe, qu'il est facile de calculer lorsqu'on connaît la compressibilité cubique de la substance solide dont elle est formée.

Fig. 73. M. Perkins s'est servi d'une fiole remplie du liquide à éprouver, et terminée par un col long et étroit, qu'il renversait en plongeant son orifice dans un bain de mercure; il exposait ensuite cet appa-

reil à de fortes pressions, dans un cylindre en fonte plein d'eau, sur laquelle agissait une pompe foulante. Pour juger de la contraction du liquide, il avait introduit dans le col de la fiole, et sur le mercure, un flotteur qu'une petite lame de ressort pressait sur les parois intérieures. Ce flotteur était soulevé lors de la diminution de volume du liquide éprouvé, mais restait au plus haut point où il était parvenu lorsque la compression cessait.

M. Œrsted a imaginé un autre appareil pour le même objet. Il se compose d'un réservoir en verre terminé par un tube très-étroit et bien jaugé; le rapport de la capacité d'une des divisions du tube à celle du réservoir, doit avoir été déterminé d'avance. Le tube se termine en forme d'entonnoir; le réservoir et le tube étant pleins du liquide à essayer, on verse au-dessus un globule de mercure, qui, à cause de la petitesse du diamètre intérieur du tube, suit tous les mouvements du niveau; une échelle métallique, sur laquelle le tube est fixé, sert à évaluer les changements de volume. FIG. 74. Cet appareil est placé dans l'intérieur d'un fort cylindre en verre, qu'on remplit d'eau; sur ce bain on dispose un piston, qu'on abaisse ensuite au moyen d'une vis de pression. Un thermomètre et un manomètre à air, plongés dans l'eau du cylindre, indiquent la température de l'expérience, et la pression exercée par le piston.

MM. Sturm et Colladon ont modifié cet appareil de manière à pouvoir exercer des pressions beaucoup plus fortes. Ils ont substitué à l'index de mercure, qui exige des tubes trop étroits, où il se meut difficilement sans se diviser, une bulle d'air, et une bulle de carbure de soufre lorsque les expériences étaient faites sur des liquides attirant l'humidité de l'air. Ils ont donné au cylindre en verre de plus fortes dimensions; à la virole en cuivre qui le terminait vers le haut, ils ont vissé une pompe foulante; enfin, le cylindre fut plongé vers le bas dans une masse d'eau, qui absorbait la chaleur développée par la compression.

Les compressions observées avaient besoin d'être corrigées : 1° des variations de volume, résultant des changements de température; 2° de la diminution du volume de l'enveloppe. MM. Sturm et Colladon avaient déterminé à cet effet le coefficient de dilatation ou de contraction du verre, tiré ou pressé dans le sens de sa longueur, qu'ils ont trouvé être de onze cent-millioniémes pour une traction ou une pression équivalente à une atmosphère. Or, il résulte des lois que nous avons exposées plus haut, que la compressibilité cubique sous une action exercée dans tous les sens, est les $\frac{3}{2}$ de la contraction linéaire observée, lorsque cette même action n'est exercée

que dans une seule direction; ce qui donne 0,00000165 pour la compressibilité cubique du verre sous une pression d'une atmosphère.

En ayant égard à ces corrections, les expériences de MM. Sturm et Colladon donnent, pour la compressibilité cubique moyenne du mercure, sous une augmentation de pression d'une atmosphère, 0,00000338; pour celle de l'eau, 0,00004965; pour l'alcool, 0,00009165; pour l'éther sulfurique, 0,00012665. Ces expériences indiquent, en outre, que la contraction totale est proportionnelle à la pression pour le mercure et l'eau; mais que pour d'autres liquides, la compressibilité cubique résultant d'une augmentation de pression d'une atmosphère, va en diminuant à mesure que la pression d'où l'on part augmente. Les nombres précédents sont des moyennes entre les compressibilités cubiques observées sous des pressions comprises entre zéro et 20 atmosphères.

132. L'élasticité, comme nous l'avons définie pour les corps solides, n'est peut-être pas tout à fait nulle dans les liquides; car une goutte de mercure, pressée et déformée légèrement, reprend sa forme lorsqu'on cesse de la presser. Quoi qu'il en soit, les molécules des liquides passent facilement d'une position d'équilibre à une autre, car la faible résistance qu'elles opposent à ce changement de position, ou la viscosité, est incomparablement plus petite que la résistance analogue que l'on est obligé de vaincre dans les corps solides, pour mettre en jeu leur ductilité ou leur malléabilité. Cette grande différence semble due, comme nous l'avons dit, à ce que l'équilibre d'une molécule dans un solide dépend en partie d'une certaine orientation de ses axes autour de son centre de gravité, tandis qu'une molécule d'un liquide parfaitement fluide peut tourner autour de son centre de gravité, sans que son équilibre cesse de subsister.

Cohésion des liquides.

133. La force de cohésion, quoique beaucoup plus petite dans les liquides que dans les corps solides, n'y est cependant pas nulle. En effet, un liquide peut acquérir un certain volume en restant suspendu en goutte au-dessous d'un corps solide; cette expérience très-simple prouve à la fois et l'attraction de la matière du corps solide pour le liquide, et celle du liquide sur lui-même; car si l'on imagine une section horizontale dans la goutte, il faut que le liquide supérieur à cette section attire la masse de liquide inférieur pour contre-balancer l'action que la pesanteur exerce sur elle. Les deux genres d'attraction dont nous venons de parler peuvent être encore constatés par le procédé suivant. Au fléau d'une balance on

FIG. 75.

suspend d'un côté un disque solide horizontal, et de l'autre des poids qui puissent l'équilibrer; on approche ensuite un liquide qui baigne la face inférieure du disque; il y a alors adhésion; on ajoute successivement et sans secousse de nouveaux poids sur le plateau libre jusqu'à ce que cette adhésion soit vaincue.

Dans une série d'expériences faites par M. Gay-Lussac, un disque de verre ayant 120 millimètres de diamètre, suspendu successivement sur l'eau et l'alcool, a exigé pour être détaché des poids de 60 et de 32 grammes; des disques de même diamètre, mais de différentes substances susceptibles d'être mouillées par les mêmes liquides, ont nécessité exactement les mêmes efforts. Il suit de là que, dans chacune de ces expériences, les poids ajoutés ne mesurent réellement que l'attraction du liquide sur lui-même : une couche de ce liquide, soulevée d'abord, finit par se diviser en deux parties, et la plaque reste mouillée après la séparation.

Quand cette plaque est de nature à ne pas être mouillée par le liquide, le résultat est différent; il y a toujours adhésion, mais l'effort nécessaire pour la vaincre mesure l'attraction de la plaque solide sur le liquide. Cet effort est plus difficile à mesurer exactement que dans le premier cas; il semble varier avec le temps qu'on met à l'augmenter : dans les expériences de M. Gay-Lussac, un disque de verre ayant 120 millimètres de diamètre, a exigé pour être détaché d'un bain de mercure des poids variant entre 150 et 300 grammes.

134. La cohésion des liquides et l'attraction que les solides exercent sur eux donnent lieu à un grand nombre de phénomènes qui semblent contraires aux lois connues de l'hydrostatique lorsqu'on néglige l'action de ces forces. Les phénomènes dans lesquels on remarque ces exceptions aux applications générales de la mécanique rationnelle ont reçu le nom de *phénomènes capillaires*, parce que leurs effets les plus sensibles ont lieu lorsqu'on met en contact avec des liquides des corps solides présentant des cavités dont la largeur est très-petite, et comparable au diamètre d'un cheveu. Ces phénomènes dépendent de l'attraction mutuelle des molécules liquides et de celles qu'elles éprouvent de leurs parois solides; ou de la courbure des surfaces qui terminent les liquides et de l'état particulier des couches voisines de ces mêmes surfaces. Phénomènes capillaires.

135. Pour faire concevoir comment les premières causes déterminent l'ascension ou la dépression des liquides dans les espaces capillaires, considérons un tube cylindrique *abba* en verre, plongé dans un liquide dont le niveau extérieur soit *n'd*; supposons que ce Actions des parois. Fig. 76.

tube ait un diamètre assez étroit, et que le liquide soit d'une telle nature que le niveau intérieur y soit plus élevé et en *nn*. Imaginons les parois du tube prolongées dans l'intérieur de la masse liquide, de manière à former le tube recourbé *bcd*; si les parois de ce tube idéal, en conservant leur nature et leur volume, viennent à se solidifier, l'équilibre ne sera pas troublé. Cherchons donc les conditions d'équilibre de la partie du liquide intérieur au canal recourbé *abcd*.

La colonne liquide comprise entre les deux plans du niveau *nn* et de l'orifice *bb* exerce sur elle-même, et éprouve de la part des parois du tube comprises entre les mêmes plans, des actions qui ne sauraient faire marcher cette colonne dans un sens plutôt que dans l'autre. Il en est de même des actions que le liquide contenu dans le reste du canal, entre le plan *bb* et celui du niveau extérieur *dd*, exerce sur lui-même, et de celle qu'il éprouve de la part des parois qu'on suppose solidifiées, comprises entre les mêmes plans. Mais la première colonne liquide est attirée de bas en haut par la paroi du tube située au-dessus du plan *nn*; soit F cette action; elle est en outre attirée de haut en bas par la paroi solidifiée située au-dessous du plan *bb*; soit F′ cette nouvelle force. Enfin, la seconde partie du liquide est attirée de bas en haut par le tube supérieur au plan *bb*, et F représentera encore cette action.

Ainsi les actions des parois produisent une force ascensionnelle totale $(2F - F')$ qui tend à soulever la colonne liquide de gauche, dans le canal recourbé, plus que celle de droite. Il faut donc, pour l'équilibre, que cette force soit égale à la différence des poids de ces deux colonnes, ou à $gdbh$; en désignant par g l'intensité de la pesanteur, par d la densité du liquide, par b la base de la colonne ou l'aire de la section intérieure du tube, enfin par h la hauteur verticale qui sépare *nn* du niveau extérieur *n′n′*. Soit de plus c le contour ou le périmètre de la section b, et α l'attraction exercée sur le liquide par une portion de l'anneau de verre *nn* correspondante à l'unité de longueur prise sur son contour, on aura $F = c\alpha$. Soit aussi posé $F' = c\alpha'$; α et α' seront des quantités indépendantes de la forme et de l'épaisseur du tube, et pourront représenter spécifiquement l'action du verre sur le liquide et celle du liquide sur lui-même.

L'équation d'équilibre du liquide intérieur au tube recourbé sera donc $c(2\alpha - \alpha') = gdbh$, d'où $h = \frac{2\alpha - \alpha'}{gd} \cdot \frac{c}{b}$. Cette hauteur h sera positive, nulle ou négative, en même temps que l'expression $2\alpha - \alpha'$; d'où il suit que si le double de l'action de la matière du tube sur-

passe l'action du liquide sur lui-même, il y aura élévation de niveau dans l'espace capillaire, et une dépression dans le cas contraire. Pour des tubes de même matière, plongés dans un même liquide, la fraction $\frac{2\tau - \alpha'}{gd}$ reste constante; en la désignant par μ, on aura simplement $h = \mu \frac{c}{b}$.

Si le tube est cylindrique, d'un rayon intérieur r, on aura $h = \frac{2\mu}{r}$; ainsi l'exhaussement ou la dépression du niveau doit être en raison inverse du diamètre intérieur. Si la base du tube est annulaire et que r et r' représentent les rayons des deux circonférences qui la limitent, on aura $h = \frac{2\mu}{r-r'}$; si cette base est un rectangle aux côtés m et n, $h = \frac{2\mu(m+n)}{mn}$; enfin, si l'un des côtés n est beaucoup plus grand que l'autre, comme pour l'intervalle compris entre deux lames de verre parallèles très-voisines, on aura $h = \frac{2\mu}{m}$. Toutes ces différentes formules et leurs rapports mutuels ont été vérifiés par l'expérience, au moyen des procédés que nous indiquerons plus bas.

Forme de la surface libre.

136. Il y a une autre manière de considérer les phénomènes capillaires, qui permet d'expliquer d'une manière plus complète les circonstances diverses qu'ils peuvent présenter. L'exhaussement ou la dépression du liquide, dans le tube capillaire que nous avons considéré, ne doit pas se faire par une surface plane; car si l'on imagine la colonne liquide intérieure décomposée en cylindres annulaires concentriques, celui qui touche la paroi éprouvera seul directement l'action capillaire, et entraînera tous les autres en vertu de l'attraction du liquide sur lui-même; on conçoit d'après cela que la surface de niveau devra être concave ou convexe. Il existe donc une dépendance nécessaire entre la forme de la surface libre de la colonne liquide intérieure à l'espace capillaire et son état d'exhaussement ou de dépression. Or Laplace a démontré que cette dépendance pouvait être établie directement sans considérer l'action des parois sur le liquide.

Influence d'une surface plane.

137. Soit d'abord un liquide terminé par une surface plane; les molécules voisines de la surface sont attirées par celles de l'intérieur; il en résulte une pression qui se transmet à toute la masse suivant la verticale, comme la pression de l'atmosphère et celle due au poids du liquide. En effet, dans la masse liquide proposée, où l'équilibre existe de fait et où conséquemment les molécules conservent des positions fixes, considérons un canal très-délié, et cherchons les actions que tout le liquide qui l'entoure exerce sur celui qu'il contient. Soient m une molécule de ce canal située à une distance z FIG. 77.

de la surface, et ρ le rayon de la sphère d'activité de l'attraction moléculaire. Toutes les molécules extérieures au canal $\overline{AB}$, et situées dans la sphère de rayon ρ, dont m est le centre, attireront m. La résultante de toutes ces actions sera évidemment nulle, si z est plus grand que ρ; elle existera et sera dirigée dans le sens de la pesanteur si z est moindre que ρ, puisqu'il y aura alors plus de molécules qui tendront à abaisser m que de molécules qui tendront à la soulever; cette résultante sera d'autant plus grande que z sera plus petit; enfin elle aura sa plus grande valeur lorsque le point m que l'on considère sera à la surface même en A.

Il suit de là, que les molécules du canal AB sont sollicitées par une force de la nature des forces accélératrices, dirigées dans le sens de la pesanteur, mais qui va en diminuant rapidement d'intensité, à mesure que l'on s'éloigne de la surface, de manière à devenir nulle à une profondeur $AB = \rho$. Au contraire, la pression verticale qui résulte de cette force accélératrice va en augmentant avec la distance à la surface, puisqu'elle croît comme l'intégrale des actions de la force accélératrice sur les molécules supérieures à celle que l'on considère. Ainsi, cette pression aura sa valeur maxima au point B, et la conservera à toute autre profondeur plus grande; c'est cette valeur définitive et constante que nous désignerons par A.

État du liquide. 138. Il résulte de l'explication théorique admise pour rendre compte de la constitution intérieure des corps (§ 46), vérifiée par le fait général de leur compressibilité, que la pression due aux forces considérées ci-dessus, ne peut augmenter à partir de la surface plane du liquide, sans nécessiter des variations correspondantes dans l'intervalle des particules, à moins que les quantités de chaleur qui produisent les forces répulsives, ne varient aussi dans la même étendue. Si cette dernière variation n'a pas lieu, il faut admettre que la densité du liquide va en augmentant à partir de la surface libre, dans la première couche d'épaisseur ρ, pour acquérir une grandeur constante dans les couches inférieures, en vertu de la seule pression extrême A. En outre, la pression atmosphérique et l'action de la pesanteur produisent d'autres altérations, constantes par la première cause, variables avec la profondeur par la seconde. Mais comme ces changements de densité sont insensibles, puisque la pesanteur spécifique d'un liquide, mesurée sur de petites ou de grandes masses, est toujours trouvée la même à la même température, nous en ferons abstraction, et nous supposerons, pour simplifier, que l'intervalle des particules reste constant dans

toute l'étendue des masses liquides que nous aurons à considérer.

Il suffira, d'après cela, de chercher les modifications que doivent éprouver les résultantes des forces attractives, par la forme des surfaces qui limitent un liquide, comme s'il était incompressible; à ces modifications correspondront en réalité des changements dans la densité, qui, quoique imperceptibles en eux-mêmes, seront cependant rendus très-sensibles par les variations de la pression, cause immédiate des effets observés. Il était utile de vérifier que les conséquences déduites de cette hypothèse de simplification, sont conformes à celles données par une analyse rigoureuse, considérant les liquides comme compressibles. Ce travail important a été fait par M. Poisson; mais il est impossible de suivre ici cette marche plus naturelle, à cause des calculs compliqués qu'elle exige. Nous continuerons donc à profiter de ce fait expérimental, que les variations de densité correspondantes à celles de la pression, entre des limites peu éloignées, sont tout à fait imperceptibles dans les liquides; d'où il suit nécessairement qu'entre les mêmes limites, l'hypothèse abstraite de l'incompressibilité doit conduire à des conséquences vérifiables sur les liquides de la nature, tant qu'il ne s'agit que de légères variations de pression.

139. La pression A occasionnée dans la masse d'un liquide par la forme plane de sa surface libre, diminue quand cette surface devient concave à l'extérieur, et augmente au contraire dans le cas de la convexité. Pour trouver la cause de cette variation, soit un tube cylindrique contenant un liquide, dont le niveau soit plan PAP, ou concave *mAm*, ou convexe *m'Am'*. Les actions des molécules du ménisque de liquide P*m*A*m*P, sur celle du filet central AC, auront évidemment une résultante totale M dirigée de bas en haut suivant CA; en sorte que la pression définitive A que supporteraient les molécules du filet AC, situées à une profondeur plus grande que ρ, si le niveau était plan, n'est plus égale qu'à A — M, lorsque ce niveau est concave. Pour trouver la valeur que prend la pression lorsque le niveau est convexe, il faut retrancher de A l'action du ménisque *m'*PAP*m'*, que nous supposerons de même forme que le premier. Or, il est aisé de voir que l'action de ce second ménisque sur le filet central, serait égale à l'action du premier et dirigée dans le même sens.

Influence d'une surface courbe.

Fig. 78.

En effet, considérons une molécule *s'* de ce nouveau ménisque; soit abaissée sur AC la perpendiculaire horizontale *s'*Q, et soit pris QA'=QA; les actions de *s'* sur les molécules du filet comprises entre A et Q, tendront à le faire descendre; les actions que *s'* exer-

cera sur les molécules du même filet comprises entre Q et A′ tendront à le faire monter ; ces deux efforts contraires seront égaux et se détruiront, en sorte que s' n'agira efficacement que sur les molécules situées au-dessous de A′. Son action sera donc égale à celle d'une molécule s du premier ménisque, symétrique de s' par rapport au plan PAP, et telle, que sA soit égal et parallèle à s'A′. Cette identité d'action se conclurait de la même manière pour toutes les molécules symétriquement placées dans les deux ménisques. Ces deux ménisques agissent donc de la même manière sur le filet AC ; or, l'action du premier ménisque est — M, et comme il faut la retrancher de la pression A, correspondante à une surface plane, pour avoir la pression exercée suivant AC, lorsque le niveau est convexe, cette dernière pression est A + M.

Les géomètres ont trouvé que M pouvait être exprimé par une expression de la forme $B\left(\frac{1}{R}+\frac{1}{R'}\right)$, R et R′ étant les rayons de plus grande et plus petite courbure de la surface au point A, et B étant une constante positive. On a donc $A - B\left(\frac{1}{R}+\frac{1}{R'}\right)$, A, ou $A + B\left(\frac{1}{R}+\frac{1}{R'}\right)$ pour les pressions définitivement exercées sur le liquide, lorsque la surface libre est concave, plane ou convexe. En réalité, ces pressions exigent pour l'équilibre que les intervalles des molécules du liquide soient pareillement différents dans les trois cas, à une même profondeur. Ainsi quand la surface libre, plane d'abord, devient concave, les molécules d'une couche éloignée de cette surface doivent éprouver une diminution de pression, et s'écarter les unes des autres, comme si le poids d'une partie du liquide supérieur était soustrait. L'inverse a lieu quand la surface libre prend une forme convexe ; la pression doit augmenter et les molécules se rapprocher, comme si de nouvelles couches étaient ajoutées au-dessus du niveau plan.

Ces conséquences théoriques sont vérifiées par l'expérience. Lorsqu'on plonge dans un liquide un tube solide, creux et cylindrique, d'une très-petite section intérieure, on remarque que le liquide s'élève dans ce tube au-dessus du niveau extérieur quand il s'y termine suivant une surface concave, et qu'il s'abaisse au contraire quand sa surface est convexe ; d'où il suit évidemment que l'influence de la surface courbe sur la pression et l'écartement des molécules, dans les couches qui lui sont inférieures, est égale à celle du poids d'une masse liquide qui occuperait dans le tube l'espace compris entre cette surface et le plan du niveau extérieur. Car la pression, l'écartement des molécules, et par suite l'équilibre

de la masse liquide, ne seraient pas troublés, si l'on enlevait ce poids dans le cas de la concavité, ou si on l'ajoutait dans celui de la convexité, de manière que la surface libre dans le tube devînt plane.

Mais, pour étudier plus complétement ce phénomène particulier, il importe d'exprimer analytiquement la condition d'équilibre qui le régit. Soit dans la masse liquide, lorsque le tube y est plongé, un filet ACDE s'abaissant verticalement suivant l'axe même du tube, et se courbant horizontalement pour venir se terminer par une seconde branche verticale à la surface plane du niveau extérieur. L'équilibre devant subsister dans ce canal, les pressions en C et D doivent être égales. Or, outre la pression de l'atmosphère qui agit des deux côtés, la molécule en D est sollicitée, de haut en bas, par la pression A due à la surface plane en E, et par le poids $g.\delta.\overline{ED}$ de la colonne de liquide ED; la molécule C est sollicitée aussi de haut en bas par la pression $A \mp B\left(\frac{1}{R}+\frac{1}{R'}\right)$ due à la surface concave ou convexe en A, et par le poids $g.\delta.\overline{AC}$ de la colonne de liquide AC : on doit donc avoir pour l'équilibre : FIG. 79.

$$A + g.\delta.\overline{ED} = A \mp B\left(\frac{1}{R}+\frac{1}{R'}\right) + g.\delta.\overline{AC},$$

ou

$$\pm B\left(\frac{1}{R}+\frac{1}{R'}\right) = g.\delta.(\overline{AC}-\overline{ED});$$

d'où il suit que le niveau du liquide dans le tube sera au-dessus ou au-dessous du niveau extérieur, suivant que sa surface sera concave ou convexe. L'équation précédente démontre aussi que l'élévation ou la dépression du liquide dans le tube, doit être proportionnelle à la quantité $\frac{1}{R}+\frac{1}{R'}$. Si le tube cylindrique est à base circulaire, le liquide s'y terminera nécessairement par une surface de révolution, et l'on aura $R'=R$; en sorte que l'élévation ou la dépression sera en raison inverse du rayon de courbure de cette surface en son point le plus bas.

La forme courbe que prend le niveau du liquide dans le tube est déterminée par les actions combinées de la pesanteur, de l'attraction du liquide sur lui-même, et de l'attraction de la matière solide du tube sur le liquide. Or, comme ces deux dernières forces ne s'exercent qu'à des distances insensibles, la direction de leur résultante, en un des points où se termine le liquide sur la paroi même, ou celle de la normale à la surface du liquide en ce point, ne dépend que de l'intensité de ces forces; elle doit être indépendante de la courbure intérieure de la paroi, comme de l'épaisseur

de l'enveloppe solide. Ainsi, l'angle à l'horizon des derniers plans tangents à la surface libre est constant pour le même liquide et pour la même substance solide, quelles que soient la forme et la courbure des parois qu'elle compose.

Lorsque le cylindre creux est à base circulaire, et que son diamètre est très-petit, on peut regarder la surface libre comme étant une zone sphérique à une seule base. Les zones sphériques de niveau d'un même liquide, dans des tubes cylindriques circulaires de même matière, seront semblables; car leurs plans tangents extrêmes ayant la même inclinaison, elles correspondront à des angles au centre égaux. Il suit de là que l'élévation ou la dépression du liquide étant en raison inverse du rayon de la zone sphérique qui la termine, devra être en raison inverse du diamètre du tube.

Expériences de vérification.

140. On peut vérifier cette dernière conséquence, comme l'a fait M. Gay-Lussac, en mesurant directement les diamètres de plusieurs tubes de verre capillairés, et l'élévation ou la dépression qu'on y observe, lorsqu'ils sont plongés dans un même liquide. On détermine la grandeur du diamètre d'un tube, en le pesant successivement vide et plein de mercure; la différence de ces poids est celui d'une colonne de liquide de même longueur et de même diamètre que la paroi intérieure; la densité du mercure étant connue, ainsi que la longueur du tube, il est facile de déduire de ce poids le diamètre cherché.

Pour mesurer l'élévation du liquide dans l'espace capillaire, on maintient le tube vertical au moyen d'un appareil convenable, qui reçoit en outre une tige métallique aussi verticale, terminée par une pointe que l'on fait descendre à l'aide d'une vis, jusqu'à ce qu'elle touche la surface plane du niveau extérieur. Au moyen d'une lunette horizontale, qui peut glisser sur une règle verticale (§ 166), on vise successivement le niveau du liquide dans le tube, et ensuite la pointe de la tige que l'on met à découvert en faisant écouler une portion du liquide; l'espace parcouru par un point de la lunette, de l'une à l'autre de ces deux positions, est indiqué par un vernier mobile sur la règle verticale graduée; cet espace est évidemment l'élévation qu'il s'agissait de mesurer. Pour évaluer une dépression, on pointe successivement la lunette sur le niveau extérieur du liquide, et sur son niveau intérieur, qui devient facilement visible lorsqu'on maintient le tube en contact avec la paroi du vase.

Mais les hauteurs obtenues ont besoin d'être un peu modifiées, pour donner celles à comparer aux diamètres des tubes, car, en me-

surant l'élévation du liquide, c'est le point le plus bas de la surface concave que l'on vise au moyen de la lunette, et l'on néglige le ménisque supérieur. Or, si l'on suppose que la zone du niveau soit égale à la moitié de la surface d'une sphère, de même rayon r que le tube, le volume du ménisque étant $\pi r^3 - \frac{2}{3}\pi r^3 = \pi r^2 . \frac{1}{3} r$, il faudra augmenter la hauteur observée de $\frac{1}{3} r$. En réalité, la correction doit être moins forte, à moins que le tube n'ait été mouillé primitivement par le liquide sur toute la longueur, car ce n'est que dans ce cas seul que l'on peut considérer ce ménisque comme hémisphérique. Une correction semblable devra être faite aux dépressions observées.

En ayant égard à cette petite correction, les observations faites par M. Gay-Lussac s'accordent très-bien avec la loi du rapport inverse du diamètre des tubes capillaires, et des élévations ou des dépressions des liquides dans leur intérieur. Toutefois cet accord cesse lorsque le diamètre des tubes est trop considérable, ce qui tient à ce qu'alors la surface qui termine le liquide ne peut plus être considérée comme sphérique.

Résultats des observations.

141. Lorsque des tubes de différentes matières et de même diamètre, sont préalablement mouillés sur leur paroi intérieure, par un liquide dans lequel on les plonge ensuite, on y observe une même élévation. Cela tient à ce que ces tubes sont recouverts intérieurement d'une petite couche de liquide, qui y reste adhérente, se substitue ainsi à la paroi solide pour exercer son action sur le liquide intérieur, et qui doit conséquemment agir de la même manière, quelle que soit la substance de l'enveloppe solide.

En prenant toujours la précaution de mouiller d'abord les tubes, pour obtenir des résultats constants, on observe que l'élévation dans un tube de même diamètre, varie beaucoup avec la nature du liquide. M. Gay-Lussac a trouvé que dans un tube de 1 millimètre de diamètre, l'eau pure s'élève à $29^{mm},79$, et l'alcool à 12 millimètres seulement. Ce dernier nombre varie sensiblement avec la densité ou la pureté de l'alcool. En outre, l'élévation d'un même liquide diminue lorsque la température augmente. D'après M. Emmett, l'eau et l'alcool, qui à une température froide montaient dans un même tube à $24^{mm},5$ et $9^{mm},5$, ne s'y élevaient plus, aux températures de leur ébullition, qu'à $20^{mm},5$ et $8^{mm},5$.

La dépression d'un liquide dépend de la nature des parois qu'il ne mouille pas. Dans un tube de verre de 2 millimètres de diamètre, le mercure est déprimé de $4^{mm},58$. Pour des tubes plus étroits, la dépression suit assez bien la loi de la raison inverse du diamètre;

mais pour les tubes plus gros qui servent à construire les baromètres, cette loi n'est plus du tout applicable : lorsque le diamètre est de 10 et 20 millimètres, la dépression n'est que de $0^{mm},42$ et $0^{mm},036$. Pour connaître la correction due à la capillarité que doivent subir les hauteurs barométriques, il faut avoir recours à une table que Laplace a déduite par le calcul, d'observations faites avec soin par M. Gay-Lussac.

Faits relatifs à la capillarité. 142. L'eau s'élève entre deux lames de verre parallèles et très-rapprochées, à une hauteur qui doit être, d'après la théorie, en raison inverse de la distance de ces lames; car la surface libre étant cylindrique, un des rayons de courbure est infini, et l'action du ménisque se réduit alors à $\frac{B}{R}$, R étant le rayon de la section faite dans cette surface libre normalement à ses arêtes. Or, pour plusieurs systèmes de lames très-rapprochées et de même matière, on peut admettre que les sections normales sont circulaires, et forment des arcs semblables, puisque leurs dernières tangentes doivent être également inclinées à l'horizon; d'où il suit que le rayon R variera de l'un à l'autre de ces systèmes proportionnellement à la corde de la section, ou à la distance des lames. Lorsque ces lames ont été préalablement mouillées, on peut regarder la surface cylindrique comme un demi-cylindre complet, et la relation d'équilibre, donnée au § 139, indique que l'élévation sera moitié moindre que dans un tube ayant précisément pour diamètre la distance des plans parallèles. Ces résultats sont confirmés par l'expérience. On mesure la distance des deux lames au moyen d'un compas à vis, qui donne le diamètre des fils de métal que l'on interpose entre ces lames pour en maintenir l'écartement.

Si deux lames de verre rectangulaires sont maintenues verticalement dans de l'eau colorée, de manière à se toucher suivant une même droite verticale et à s'écarter un peu vers les parties opposées, on remarque que le liquide s'élève entre ces lames, et que son niveau y forme une courbe s'élevant vers l'arête de contact, et convexe vers l'horizon. La forme que la théorie assigne à cette courbe est celle d'une hyperbole équilatère, dont les asymptotes seraient, l'une verticale, l'autre horizontale; car si l'on prend pour axe des y l'arête de contact, pour axe de x une droite horizontale située dans le plan du niveau extérieur au milieu des deux lames, que l'on mène dans ce dernier plan des perpendiculaires à l'axe des x, mesurant les écartements z des lames inclinées à différentes distances x de l'arête de contact, les hauteurs y du liquide, à ces différentes distances, seront, comme pour les lames paral- (Fig. 80.)

lèles, en raison inverse de ces écartements. Ainsi y sera en raison inverse de z, ou de x auquel z est proportionnel; le produit xy sera donc constant. Des mesures directes confirment ce résultat.

Quand on plonge un tube capillaire dans un liquide qui s'y élève, et qu'on le retire doucement en essuyant sa pointe inférieure, une colonne de liquide y reste suspendue, concave vers le haut, convexe à l'orifice inférieur, et dont la hauteur est à très-peu près double de l'élévation observée quand le tube plongeait dans le liquide. La théorie indique très-bien la raison de ce fait; car la colonne soulevée est pressée de haut en bas, en vertu de la forme concave de la surface supérieure, par une force A — M; elle est en outre pressée de bas en haut, en vertu de la forme convexe de la surface inférieure, par une force A + M'; il en résulte une pression verticale ascensionnelle égale à M + M', qui détruit le poids de la colonne. Or, si la surface de l'orifice a été bien essuyée et qu'elle ne soit mouillée sur aucun point de sa largeur, la courbure des deux surfaces sera la même; on aura donc M' = M, et 2M pour le poids de la colonne soulevée, c'est-à-dire celui d'une hauteur double de l'élévation du liquide dans le tube lorsqu'il y était plongé.

Si l'on fait communiquer par le bas deux tubes de verre, l'un plus petit et capillaire, l'autre plus grand, assez large pour que la capillarité y soit insensible, et dans lequel on verse successivement de l'eau, on voit le liquide se maintenir dans le premier tube au-dessus du niveau dans le second. La surface libre dans l'espace capillaire, d'abord concave, monte jusqu'à ce qu'elle atteigne l'orifice; là elle devient plane, puis convexe; cette convexité augmente, enfin le liquide s'écoule goutte à goutte. Ces circonstances sont déterminées par l'ascension du liquide dans le grand tube, lorsqu'il se rapproche du plan horizontal contenant l'orifice de la branche étroite, l'atteint et le dépasse de plus en plus. En un mot, à chaque instant la surface de niveau dans le tube capillaire a le degré et le signe de courbure nécessaires, pour que la pression qui en résulte fasse équilibre à la différence des pressions dues à la pesanteur dans les deux branches de l'appareil. FIG. 81.

Une petite colonne de liquide, suspendue dans un verre conique à base circulaire dont l'axe est horizontal, se rapproche ou s'éloigne du sommet du cône suivant que les surfaces qui la terminent sont concaves ou convexes. Ce fait est une conséquence de la théorie précédente; car le rayon de courbure r de la surface libre de la colonne, du côté du sommet, étant nécessairement plus petit que celui R de l'autre surface, et la colonne tendant à s'éloigner FIG. 82.

du sommet en vertu d'une pression égale à $A \pm \frac{2B}{r}$, et à s'en rapprocher en vertu d'une autre pression contraire égale à $A \pm \frac{2B}{r}$, l'excès de la première pression sur la seconde, ou $\mp 2B\left(\frac{1}{r}+\frac{1}{R}\right)$, est négatif pour le cas des surfaces concaves, positif pour celui des surfaces convexes; il doit donc en résulter le fait énoncé.

Attractions et répulsions des corps flottants.

143. Lorsque deux corps solides, plongés en partie dans un liquide, sont placés très-près l'un de l'autre, et abandonnés ensuite à eux-mêmes, ils se rapprochent davantage si le liquide est élevé ou déprimé dans le voisinage de ces deux corps; ils s'éloignent au contraire lorsque l'un des corps déprimant le liquide est mouillé.

La théorie explique encore très-bien ces faits. Considérons deux plaques de verre verticales, et assez rapprochées pour que le liquide s'élève ou s'abaisse entre elles d'une hauteur AO au-dessus ou au-dessous du niveau extérieur A'O, et comparons les pressions exercées des deux côtés d'une même lame. Soient ABC, A'B'C', deux filets de liquide; l'un d'abord vertical en AB, au milieu de l'intervalle capillaire, ensuite horizontal en BC, et perpendiculaire à la lame de verre considérée; l'autre filet s'abaissant verticalement en A'B' au-dessous de la surface plane du liquide extérieur, et se courbant en B'C', de manière à aboutir perpendiculairement à la lame en C', sur la même horizontale que le point C. Si P est la pression de l'atmosphère, g la pesanteur, δ la densité du liquide multipliée par la surface de la section commune des deux filets, l'action due à la concavité ou à la convexité du niveau entre les deux lames sera $\mp M = \mp g.\delta.\overline{AO}$. La pression exercée en C sur la lame, de C vers C', sera $P + A \pm M + g.\delta.\overline{AB}$, diminuée de A, pression due à la surface plane en C. La pression exercée en C' sur la même lame, de C vers C', sera pareillement $P + A + g.\delta.\overline{A'B'} - A$. Or, ces deux quantités sont égales en vertu de la valeur de M; donc la lame sera également pressée des deux côtés dans sa partie baignée de part et d'autre par le liquide. (Fig. 83.)

Mais, dans le cas de la concavité, si $\overline{BA}$ est moindre que $\overline{AO}$, le point C' est au-dessus du liquide extérieur; alors la pression en C, qui est $P + A - g.\delta.\overline{AO} + g.\delta.\overline{AB} - A$, ou $P - g.\delta.BO$, est plus petite que la pression P exercée en C'. Ainsi, en vertu de l'excès de cette dernière pression, une lame mouillée, lorsque le liquide s'élève à des hauteurs différentes sur ses deux faces, doit marcher vers le côté où la hauteur est la plus grande. Si, dans le cas de la surface convexe, $\overline{A'B'}$ est moindre que $\overline{AO}$, le point C est (Fig. 84.)

au-dessus du liquide intérieur; alors la pression en C, qui est $P+A+g.\delta.\overline{A'B'}-A=P+g.\delta.\overline{A'B'}$, est plus grande que la pression P exercée en C. Ainsi, en vertu de l'excès de la première pression, une lame qui déprime un liquide à des hauteurs différentes sur ses deux surfaces, doit marcher vers le côté où la dépression est la plus forte.

Ainsi, deux lames ou deux corps flottants qu'on place dans le voisinage l'un de l'autre, et qui sont tous deux mouillés par le liquide, ou qui le dépriment tous les deux, doivent se rapprocher. Lorsqu'au contraire le liquide s'élève sur l'un des deux corps et est déprimé par l'autre, il résulte de leur rapprochement que l'élévation et la dépression sont moindres entre eux que sur leurs faces extérieures; ils doivent donc alors s'éloigner l'un de l'autre d'après les deux principes énoncés. FIG. 85.

NEUVIÈME LEÇON.

De la chaleur. — Quantités de chaleur. — De la température. — But des thermomètres. — Thermomètre à mercure. Thermomètre à alcool. — Points fixes du thermomètre. — Division des tubes en volumes égaux. — Dilatation apparente des liquides. — Pyromètres. — Thermomètre différentiel. Thermoscope.

Définition des quantités de chaleur.

144. Il est impossible de concevoir les phénomènes de la nature, sans admettre l'existence d'une cause générale et puissante, qui s'oppose au contact immédiat des dernières particules de la matière, et qui constamment en lutte avec l'attraction moléculaire produit, suivant son énergie variable, les changements de densité et d'état qu'on observe dans les corps pondérables. Cette cause, encore inconnue quant à son essence, est appelée *la chaleur* ou *le calorique*. Elle doit la première dénomination à l'effet physique qu'elle produit sur nos organes, et qui occasionne les sensations connues sous les noms de chaleur et de froid; elle prend la seconde quand on la considère hypothétiquement comme un fluide matériel impondérable.

Ce n'est qu'en comparant ou mesurant les effets de la chaleur, qu'on peut avoir l'idée de sa grandeur ou de sa quantité. Ainsi, dans l'hypothèse admise pour concevoir la constitution intérieure des corps (§ 46), l'énergie des actions répulsives de la chaleur doit nécessairement augmenter ou diminuer, pour dilater ou condenser un corps d'une certaine fraction de son volume, pour le fondre, le vaporiser, ou inversement le liquéfier, le congeler; on pourra donc dire dans ces circonstances que le corps a gagné ou perdu une certaine quantité de chaleur.

Lorsqu'un corps solide chaud est plongé dans un liquide froid, il se contracte et se refroidit tandis que le liquide se dilate et s'échauffe. On énonce ce fait en disant qu'une partie de la chaleur du corps solide a passé dans le liquide; et si l'on parvient à mesurer les changements de densité résultant de ce passage, on pourra dire que la quantité de chaleur nécessaire pour ramener le corps solide à son volume primitif, est égale à celle qui produit dans la masse

liquide la dilatation observée. En général, lorsque deux corps sont mis en contact ou mélangés, dans des circonstances où ils ne puissent agir chimiquement l'un sur l'autre, mais telles qu'ils changent de densité ou d'état par le fait même de ce mélange ou de ce contact, on remarque toujours que les effets produits indiquent dans l'un perte, dans l'autre gain de chaleur ; et si l'on mesure ces effets contraires, on pourra dire que les quantités de chaleur gagnées et perdues, auxquelles on doit les attribuer, sont égales ou équivalentes entre elles.

Ainsi les quantités de chaleur et les mesures déduites de la comparaison de leurs effets, peuvent être conçues et définies, quelle que soit d'ailleurs l'origine réelle de la chaleur. Cette cause doit être regardée comme inconnue, jusqu'à ce qu'une étude complète de tous les phénomènes qu'elle produit, ou dans lesquels elle joue un rôle important, ait assigné les lois qui les régissent. Il serait prématuré d'adopter, à priori, une des hypothèses imaginées pour rendre compte de ces phénomènes; chacune d'elles peut coordonner assez bien un certain nombre de faits, mais un plus grand nombre encore restent inexpliqués et paraissent lui être tout à fait étrangers ou même contradictoires. Nous aurons l'occasion d'énoncer et de discuter ces hypothèses, en exposant les résultats de l'expérience qui semblent y conduire, et ceux qu'elles ne sauraient comprendre.

Définition des sources de chaleur.

145. Les effets qu'on doit attribuer à un accroisement ou à une diminution de chaleur se manifestent très-fréquemment dans des corps isolés, ou séparés d'autres corps qui éprouvent les changements inverses, par un espace vide ou même un milieu pondérable. On conclut de là que les échanges de chaleur peuvent se faire entre des corps éloignés les uns des autres, ou que la chaleur se transmet à distance, et peut rayonner à travers certains milieux, comme le fait la lumière. On observe que des corps exposés au soleil, ou en présence d'une combustion et plus généralement d'une action chimique, éprouvent des modifications qui indiquent en eux un gain de chaleur, sans que d'autres corps voisins paraissent subir de perte correspondante. On dit alors que les rayons solaires, le foyer, ou le lieu dans lequel s'opèrent les combinaisons, sont des *sources de chaleur*. En outre, tout système de corps qui peut, en changeant de densité ou d'état, donner lieu à des changements inverses dans d'autres substances, doit être considéré comme une source de chaleur ou de froid. Ainsi, un liquide dilaté par sa présence devant un foyer, de la vapeur qui peut se liquéfier, sont des sources de chaleur ; de la glace est une source de froid, c'est-à-dire qu'elle peut en se fon-

dant déterminer dans d'autres corps des effets qui correspondent à une perte de chaleur.

Définition de la température.

146. Considérons un espace limité, dans des circonstances telles, que les corps qu'il renferme n'éprouvent aucune modification; la quantité totale de chaleur comprise dans cet espace, et celle que possède chacun des corps, doivent être considérées comme constantes ou stationnaires. C'est cet état d'équilibre qu'on désigne sous le nom de ***température***. Si les circonstances viennent à changer, que des sources extérieures de chaleur ou de froid modifient la densité des corps faisant partie de l'espace considéré, mais de telle manière que les effets produits s'arrêtent tous à la fois, ou que les quantités de chaleur, après avoir augmenté ou diminué, deviennent encore stationnaires, il en résulte une autre température ou un autre état d'équilibre. Cette seconde température est dite plus élevée ou plus basse que la première, suivant que les changements observés indiquent un gain ou une perte de chaleur.

But général du thermomètre.

147. L'espace proposé peut ainsi passer successivement dans des états d'équilibre différents, ou prendre diverses températures; si l'on observe les changements correspondants éprouvés par l'un des corps qu'il contient, et qu'un mode particulier de graduation puisse servir à les distinguer, ce corps étant ensuite transporté dans tout autre lieu, pourra assigner la température existant dans cette nouvelle circonstance; car ses indications feront reconnaître celui des états d'équilibre de l'espace primitif où ce corps possédait la même quantité de chaleur. On aura ainsi un instrument utile, soit pour constater des variations de température, soit pour étudier les changements de densité que les corps éprouvent quand ils passent d'une température à une autre, et comparer les quantités de chaleur qu'ils paraissent perdre ou gagner dans ce passage. C'est ce genre d'instrument qu'on appelle ***thermomètre***.

En général, tout effet physique produit sur un système de corps par les variations de la température, et susceptible d'être mesuré ou gradué avec précision, peut fournir un genre de thermomètre. Il eût été commode de prendre pour moyen de mesure la sensation plus ou moins vive éprouvée au contact d'un corps chaud; mais si le témoignage de nos organes peut nous faire percevoir la différence de deux sensations consécutives, il conduit souvent à de grandes erreurs quand il s'agit de comparer deux sensations éloignées, et d'en déduire le rapport des intensités de la cause qui les a produites. La propagation de la chaleur dans certains corps hétérogènes, est accompagnée de phénomènes qui dépendent de l'électricité, et

dont il est possible de constater l'intensité variable. Il existe un thermomètre fondé sur cette propriété; sa complication est rachetée par une grande sensibilité, et il permet d'apercevoir et d'étudier des différences de température inappréciables avec d'autres instruments. Mais, de tous les effets de la chaleur, l'augmentation de volume des corps est le plus facile à mesurer avec exactitude, non que cette augmentation soit très-grande, mais parce qu'on peut toujours, par des procédés et des artifices convenables, la rendre assez apparente pour être observée.

Tous les corps se dilatant lorsque la température augmente, et *se contractant* quand elle diminue, de manière à reprendre leur premier volume si les circonstances primitives viennent à se reproduire, peuvent servir à reconnaître que la chaleur agit avec plus ou moins d'énergie. Mais, pour obtenir des instruments comparables entre eux, faciles à construire et à observer, certains corps doivent être choisis de préférence. Les solides se dilatant trop peu ne sont employés que pour constater de grands changements de température. Les fluides élastiques, au contraire, éprouvant de très-grandes variations de volume, ne servent que pour mesurer de faibles différences. Les liquides sont d'un emploi plus général; ils se dilatent plus que les solides, beaucoup moins que les gaz, et peuvent être renfermés dans des vases transparents où l'on peut observer facilement les variations de leurs volumes. Le nom de *thermomètre* appartient à tous les appareils destinés à comparer les températures; mais il est plus particulièrement consacré aux instruments dont les indications sont fondées sur les dilatations des liquides; on nomme *pyromètres* ceux dans lesquels on emploie des substances solides. Le thermomètre à mercure et celui à esprit-de-vin sont seuls en usage; leur construction exige des soins minutieux que nous allons indiquer.

148. Si le mercure était renfermé dans un tube de verre cylindrique, il faudrait un très-grand changement de chaleur pour que l'augmentation de volume du liquide devînt sensible par l'exhaussement de son niveau. Mais on conçoit qu'une grande masse de mercure étant renfermée dans un réservoir sphérique, auquel est soudé un tube de très-petit diamètre, une légère variation de température puisse produire une élévation considérable de niveau dans le tube, quoique la variation du volume total soit très-petite. Construction du thermomètre à mercure.

Les tubes qu'on emploie sont en général d'un diamètre trop petit pour qu'on puisse y introduire le mercure en le versant par l'ouverture; il faut donc employer un autre moyen pour remplir le

réservoir. Pour cela, au bout du tube on en soude un second d'un
Fig. 86. diamètre beaucoup plus grand, qu'on remplit de mercure; l'air intérieur comprimé se contracte; le liquide s'écoule dans le réservoir jusqu'à ce que l'élasticité de l'air y soit égale à la pression de l'atmosphère augmentée du poids de la colonne de mercure. On incline ensuite le tube; la pression exercée sur l'air de l'appareil diminuant, ce gaz se dilate et s'échappe en partie, en sorte qu'en ramenant le tube dans la verticale une autre portion de liquide peut s'introduire dans la boule. En répétant plusieurs fois cette opération, on parvient à remplir de mercure presque tout le réservoir.

Alors on fait bouillir le liquide en plaçant l'appareil sur une grille de fer et en l'entourant de charbons ardents et sans flamme, de manière à échauffer également toutes ses parties. La vapeur de mercure chasse du tube l'air et l'humidité qu'il contient, et le réservoir se trouve ensuite complétement rempli de mercure très-pur. La colonne de liquide supérieure étant enlevée, lors du refroidissement de l'appareil le niveau baisse dans le tube; on tire alors son extrémité à la lampe. Mais avant de la fermer, il convient de chauffer légèrement le réservoir pour chasser, au moins en partie, l'air intérieur, afin d'éviter la fracture que pourrait occasionner la compression de cet air, lorsque, le thermomètre étant fermé, le liquide viendrait à se dilater jusqu'au sommet.

Au moyen d'une suite de traits de division marqués sur le tube, on pourra reconnaître les changements de volume du mercure. Mais pour que tous les thermomètres soient comparables entre eux, le mode de graduation ne peut être arbitraire : il faut que deux points de cette graduation correspondent à des températures fixes, déterminées, que l'on puisse reproduire exactement les mêmes toutes les fois que l'on aura à construire un nouveau thermomètre.

Points fixes du thermomètre.

149. On a reconnu que la température de la glace fondante ne varie pas, quelle que soit l'activité de la source de chaleur qui opère sa fusion; cette température constante est un des points fixes que l'on a choisis. On entoure toute la partie du thermomètre occupée par le mercure, de glace pilée commençant à fondre, et supportée par un diaphragme percé de petits trous, qui puissent donner passage à l'eau provenant de la fusion afin qu'elle ne reste pas mélangée avec la glace non fondue, car les circonstances extérieures pourraient lui communiquer une température différente. Lorsque l'instrument a séjourné quelque temps dans cette enveloppe, le niveau du mercure reste stationnaire en un point, auquel on marque zéro.

On a encore observé qu'en faisant bouillir de l'eau, quelque ra-

pide que soit l'ébullition, la température du liquide ne varie pas sensiblement; cette température constante a été choisie pour fournir le second point de repère dans la graduation du thermomètre. Pour le marquer sur le tube, il ne faut pas plonger l'instrument dans l'eau bouillante, parce que les couches de niveau inférieures sont plus chaudes que la couche superficielle, la seule qui ait la température voulue. Le vase dans lequel l'eau est mise en ébullition, doit être surmonté d'un tuyau, où l'on fait séjourner le thermomètre, qui se trouve ainsi dans un courant de vapeur, auquel des ouvertures pratiquées vers le haut donnent issue. Il est important que le vase et le tuyau soient en métal; quand ils sont en verre, il arrive souvent que les instruments construits ne sont pas comparables. Le thermomètre étant ainsi placé, on retire sa tige de temps en temps, pour observer la position du niveau qui ne tarde pas à rester invariable; on marque alors 100 au point où la surface du mercure est stationnaire. FIG. 87.

Tant que la glace provient d'une eau très-pure, ou ne contenant aucune autre substance en dissolution, la température de sa fusion est la même en tout temps et en tout lieu; mais celle de l'ébullition de l'eau pure et distillée n'a pas la même invariabilité, elle augmente et diminue avec la pression atmosphérique. On est convenu de prendre, pour le second point fixe, la température de l'eau bouillant sous une pression mesurée par une colonne barométrique de $0^m,76$. Si cette pression normale n'existe pas lorsqu'on veut construire un thermomètre, il faut marquer un nombre plus ou moins élevé que 100 au second point de repère, pour que l'instrument puisse donner, dans des circonstances identiques, la même indication qu'un autre thermomètre. Nous indiquerons plus tard la valeur de cette correction (vingtième leçon), et nous supposerons que la pression normale ait lieu au moment de la graduation.

150. On divise l'espace compris entre les deux points de repère en cent parties, qui sont appelées *degrés;* on prolonge cette graduation par parties égales sur toute la longueur du tube. Les degrés inférieurs au point fixe de la glace fondante sont comptés, en descendant, à partir du même zéro; ils sont appelés communément *degrés de froid;* on les indique, dans le langage scientifique et le calcul, en les affectant du signe —. Les degrés supérieurs au point fixe de l'ébullition de l'eau, sont désignés par les nombres plus grands que 100. Ce mode de division est appelé *centigrade.* Il serait à désirer que l'on adoptât un mode uniforme; mais on emploie encore généralement, en France, la division de Réaumur dans Échelle thermométrique.

laquelle la distance des deux points fixes est divisée en 80 parties. En Angleterre, on se sert de la division de Farenheit pour laquelle la même distance comprend 180 divisions, mais où le point de la glace fondante correspond à 32°, en sorte que celui de l'ébullition est marqué 212°. On déduit de là que, pour exprimer un nombre de degrés Réaumur en degrés centigrades, il faut prendre les $\frac{5}{4}$ de ce nombre; et que, pour convertir un nombre de degrés Farenheit, il faut en retrancher 32, et prendre les $\frac{5}{9}$ du reste. Dans quelques pays du Nord on se sert d'un autre mode de graduation, le zéro est au point d'ébullition, et les degrés croissent en sens contraire; mais comme on n'a pas fait d'observations importantes avec cet instrument, il est inutile d'indiquer le moyen de transformer ses indications.

Thermomètre à alcool.

151. Pour construire un thermomètre à esprit-de-vin, on prend encore une boule de verre soufflée à l'extrémité d'un tube. Pour remplir le réservoir on est obligé de se servir ici d'un procédé différent de celui indiqué pour le thermomètre à mercure, à cause du peu de densité du nouveau liquide. On chauffe la boule, l'air qu'elle contient se dilate et sort en partie; on plonge ensuite l'ouverture du tube dans l'alcool, qui doit être coloré pour être moins transparent. A mesure que la boule se refroidit, l'air restant se contracte et son élasticité diminue; alors le liquide s'élève dans le tube, et entre en partie dans le réservoir. On fait bouillir la portion d'alcool introduite, sa vapeur chasse l'air, et lorsqu'on plonge de nouveau l'ouverture du tube dans le bain, l'appareil se remplit de liquide par le refroidissement et la condensation de la vapeur. Mais il reste ordinairement dans l'appareil une bulle d'air, que la chaleur des parois a fait dégager du liquide introduit en dernier lieu. Pour déplacer ce gaz, qui divise la colonne de liquide, et l'amener au-dessus du niveau, on attache le thermomètre à une ficelle, et on le fait tourner comme une fronde; il résulte de ce mouvement rapide une force centrifuge qui, agissant plus fortement sur le liquide que sur l'air interposé, produit l'effet désiré (§ 62).

Quand on ferme un thermomètre à esprit-de-vin, on laisse à dessein une certaine quantité d'air vers le haut du tube, afin de pouvoir mesurer des températures supérieures à celle de l'ébullition du liquide; cet air étant comprimé dans le tube fermé, par l'alcool dilaté, s'oppose à son ébullition qu'il est important d'éviter, sans quoi la colonne de liquide serait divisée par des bulles de vapeur, et ne pourrait plus rien indiquer. Lorsqu'un thermomètre à alcool a été construit de manière à satisfaire à la condition qui vient

d'être énoncée, on peut le graduer comme le thermomètre à mercure en le rapportant aux mêmes points fixes.

152. Pour que les thermomètres fondés sur la dilatation d'un même liquide soient comparables entre eux, ou qu'ils indiquent le même nombre de degrés dans les mêmes circonstances, il faut que, pour chacun d'eux, la division de la portion du tube comprise entre le point fixe de la glace fondante et celui de l'ébullition de l'eau, soit faite en parties d'égale capacité, et que les degrés tracés au-dessous de zéro correspondent aussi à des volumes égaux de mercure. Si le tube était parfaitement cylindrique, et avait partout le même diamètre intérieur, il suffirait de diviser une arête du tube en parties d'égale longueur; mais cette perfection dans la forme du tube est impossible à obtenir dans la pratique; il faut donc employer un moyen qui permette de partager le vide intérieur en volumes égaux. Division des tubes en volumes égaux.

A cet effet, on introduit et l'on promène dans l'intérieur du tube une petite colonne de mercure, qui y occupe quelques centimètres. Fig. 88. Le tube doit être maintenu sur une échelle qui puisse faire évaluer avec exactitude la longueur occupée par la colonne de mercure, dans ses différentes positions. Une vis micrométrique à tête graduée, dont le pas est d'un millimètre, permet de faire avancer dans le sens de l'axe du tube, et de telle fraction de millimètre que l'on voudra, une machine à diviser qui peut glisser sur la table où le tube est fixé. Cette machine se compose d'un style, terminé par un éclat de diamant, mobile dans un plan perpendiculaire à l'axe de la vis, de manière à pouvoir tracer des lignes de divisions très-fines, aux points de la surface extérieure du tube sur lesquels la pointe de ce style est successivement amenée.

On commence par tracer un point de repère a près de l'extrémité du tube, et en inclinant un peu l'appareil on amène en ce point une des extrémités de la colonne de mercure; on marque un trait b au point où elle se termine, et l'on note le nombre n de millimètres contenus dans la longueur ab; ils sont indiqués par l'échelle sur laquelle le tube est placé, et le nombre n peut être ainsi évalué à moins de $\frac{1}{10}$ de millimètre près. Le nombre de tours et la fraction de tour dont on est obligé de faire mouvoir la tête de la vis, pour amener la pointe du style de a en b, peut donner cette longueur ab avec une approximation plus grande encore. L'extrémité de la colonne de mercure qui était en a, est ensuite amenée en b; on marque le point c où aboutit alors l'autre extrémité, et l'on note le nombre n' de millimètres compris entre b et c. On continue ainsi

à déterminer, sur toute la longueur du tube, la série des points *a*, *b*, *c*, *d*, *e*...; l'intérieur du tube est nécessairement divisé par les plans de section passant par ces points, en parties ayant toutes des capacités égales entre elles et au volume de la petite colonne de mercure.

Pour tracer des subdivisions, on peut considérer le tube comme conservant le même diamètre intérieur dans toute l'étendue de chacune des divisions d'égale capacité obtenues, lesquelles sont trop petites pour que cette supposition puisse occasionner des erreurs sensibles. D'ailleurs, si les nombres n, n', n''... différaient trop les uns des autres, il faudrait rejeter le tube; ordinairement, on ne l'adopte que dans le cas où la plus grande différence entre ces nombres ne dépasse pas le $\frac{1}{20}$ de leur valeur moyenne. C'est pour effectuer la subdivision dont il s'agit que la vis micrométrique est principalement utile : si l'on veut partager chacune des parties d'égale capacité *ab*, *bc*, *cd*, en *m* parties égales, les divisions nouvelles correspondront à $\frac{n}{m}$, $\frac{n'}{m}$, $\frac{n''}{m}$, millimètres de la longueur du tube, et ces nouveaux nombres indiqueront les fractions de tour qu'il faudra imprimer à la vis, pour amener le style sur chaque nouveau point du tube où doit être tracée une subdivision.

Quand le tube est ainsi divisé en parties qui peuvent être regardées comme étant toutes égales en capacité; quand un réservoir de dimension convenable a été soufflé à son extrémité, que l'instrument a été rempli de liquide, et fermé avec toutes les précautions indiquées; enfin, quand on a tracé les points fixes de la glace fondante et de l'eau bouillante, il reste à marquer les degrés du thermomètre. On compte alors le nombre N' des divisions d'égale capacité qui se trouvent comprises entre les deux points fixes, et sachant que chaque degré du thermomètre doit contenir $\frac{N'}{100}$ de ces divisions, on peut facilement tracer, de proche en proche, les lignes de division correspondantes aux degrés, et leurs subdivisions s'il est nécessaire.

Dilatations apparentes des liquides. 153. Dans un thermomètre construit et gradué sur les principes précédents, les degrés ne correspondent pas à des accroissements de volume égaux du liquide employé, car la boule se dilate à mesure que la température augmente (§ 170). C'est réellement l'excès de la dilatation absolue du liquide sur l'augmentation de capacité du réservoir, qui croît par quantités égales d'un degré à l'autre. Ainsi ce genre d'instrument est fondé sur la *dilatation apparente* du liquide dans le verre. Il importe de connaître la grandeur de cette dilatation lorsqu'on construit un thermomètre, afin de déterminer

la capacité de la boule qu'il convient de souffler à l'extrémité du tube, si l'on veut que l'instrument puisse indiquer un nombre donné de degrés. Voici le moyen d'obtenir cette valeur.

On prend un tube de verre divisé en parties d'égale capacité et terminé par une boule creuse; on le pèse d'abord vide. On remplit ensuite le réservoir du liquide que l'on se propose d'employer à la construction des thermomètres, de telle manière qu'il n'occupe en outre qu'un très-petit nombre n des divisions tracées sur le tube : on pèse une seconde fois. Enfin on fait une troisième pesée, après avoir introduit une nouvelle quantité de liquide, de telle sorte que la masse totale occupe, outre le réservoir, un nombre n' assez grand des divisions du tube. Il faut avoir soin que la température de l'appareil soit la même lors de la détermination des nombres n et n'; pour cela on doit, avant d'observer chacun d'eux, entourer l'appareil de glace fondante, et attendre que le niveau du liquide devienne stationnaire. Soient maintenant P, P', P'', les poids obtenus dans les trois pesées, et N le nombre inconnu des divisions du tube qui égalerait en volume la capacité du réservoir. La première masse liquide introduite pesait évidemment $P' - P$, et celle ajoutée $P'' - P'$; or ces poids doivent être entre eux comme les volumes de ces masses, lesquels peuvent être représentés par les nombres $N + n, n' - n$, en prenant pour unité le volume d'une division du tube. On a donc la proportion $P' - P : P'' - P' :: N + n : n' - n$; d'où l'on conclura N, ou le rapport de la capacité de la boule au volume d'une des divisions du tube.

Ce nombre N étant déterminé, on fait sortir de l'appareil un peu de liquide, si cela est nécessaire; on ferme le tube à la lampe, et l'on détermine les deux points fixes de la glace fondante et de l'ébullition de l'eau, en prenant les mêmes précautions que pour construire un thermomètre. Soient alors n'' et n''' les nombres de divisions du tube qui séparent du réservoir les deux points fixes. Le volume du liquide à la température de la glace fondante est $N + n''$, en prenant toujours pour unité la capacité d'une division; sa dilatation apparente entre les deux températures fixes est $n''' - n''$. D'après cela l'unité de volume du liquide proposé, prise à la température de la glace fondante, se dilate en apparence dans le verre d'une quantité égale à la fraction $(n''' - n'') : 100 (N + n'')$, pour chaque degré du thermomètre centigrade construit avec ce même liquide. On donne à cette fraction le nom de *coefficient de la dilatation apparente;* sa valeur est $\frac{1}{6480}$ pour le mercure.

154. Lorsque l'on connaît ce coefficient pour le liquide que l'on Dimensions du réservoir.

veut employer dans la construction d'un thermomètre, il est facile de déterminer les dimensions du réservoir d'après l'étendue que l'on veut faire occuper à chaque degré, afin d'en rendre l'évaluation plus ou moins sensible; nous supposerons qu'il s'agisse d'un thermomètre à mercure. Soit N le nombre des divisions d'égale capacité tracées sur toute la longueur du tube. Si l'on pèse successivement ce tube vide d'abord, et contenant ensuite une colonne de mercure qui occupe n divisions, la différence p des deux pesées sera le poids du liquide introduit, et $Np : n$ celui du mercure qui occuperait tout le tube. Si l'on veut que les N divisions contiennent m degrés du thermomètre, la fraction $Np : mn$ sera le poids du liquide qui doit occuper un degré. Or, d'après la valeur trouvée pour le coefficient de la dilatation apparente du mercure dans le verre, ce poids doit être la $\frac{1}{6480}$ partie de celui du mercure renfermé dans le réservoir. Si donc on désigne par 2R le diamètre de la boule, et par D la densité du mercure, on pourra poser l'équation $Np : mn = \frac{4}{3}\pi R^3 D : 6480$; d'où l'on conclura le rayon intérieur R du réservoir sphérique qu'il convient de souffler à l'extrémité du tube, pour obtenir le résultat désiré. On ne peut mesurer que le diamètre extérieur de la boule soudée, mais son enveloppe est ordinairement si peu épaisse qu'on peut substituer à R le rayon extérieur; d'ailleurs on ne se propose ici qu'une recherche approximative. Si l'on voulait que le réservoir fût cylindrique, l étant sa hauteur et r le rayon de sa base, il faudrait substituer $\pi r^2 l$ à $\frac{4}{3}\pi R^3$, dans l'équation précédente; on pourrait alors se donner arbitrairement l ou r, et la seconde de ces quantités serait déterminée par l'équation $\frac{Np}{mn} = \frac{\pi r^2 l D}{6480}$.

Détérioration du thermomètre.

155. Un thermomètre construit avec le plus de soin, cesse d'être exact au bout de quelque temps : quand on le plonge dans la glace fondante, le point où le niveau du liquide s'arrête se trouve plus élevé que le zéro marqué lors de la confection de l'instrument. Cette variation peut atteindre l'étendue de deux degrés. Il faut donc relever le zéro de l'échelle et renouveler la graduation, si l'on veut encore se servir du thermomètre dans lequel on a reconnu cette détérioration; il paraît que la cause qui la produit cesse d'agir au bout de deux ou trois ans, et qu'on peut alors employer en toute sûreté le thermomètre rectifié.

On avait d'abord attribué cette variation à la pression atmosphérique, agissant à l'extérieur sur la boule du thermomètre, fermé et privé d'air intérieurement; on pensait que cette pression, d'abord détruite par la résistance de l'enveloppe, pouvait altérer à la lon-

gue l'élasticité du verre, par la constance de son action. Mais cet effet a été observé dans des thermomètres à mercure qui étaient restés toujours ouverts; l'explication précédente ne saurait donc être admise. On peut d'ailleurs expliquer cette diminution lente de la boule par un travail intérieur des particules de l'enveloppe, qui peut être considérée comme ayant subi une sorte de trempe, lorsque après avoir été soufflée elle s'est refroidie rapidement; on conçoit que cette trempe, en diminuant avec le temps, puisse déterminer un nouvel arrangement des molécules du verre, qui produise l'effet observé.

Choix du thermomètre à mercure.

156. Des thermomètres contruits avec différents liquides, quoique tous rapportés aux deux mêmes points fixes, et gradués suivant le même mode de division, ne sont pas comparables entre eux. Ils ne sont d'accord qu'aux deux températures fixes; pour toute autre température leurs indications sont différentes. Par exemple, si la division adoptée est centigrade, le thermomètre à mercure indiquant 25°,50° ou 75°, celui à alcool très-rectifié marque 22°,44° ou 70°, et le thermomètre fondé sur la dilatation apparente de l'eau indiquerait, dans les mêmes circonstances, 5°,26° ou 57°. Il suit de là qu'en désignant une température par un nombre de degrés, il importe beaucoup d'indiquer l'espèce de thermomètre qui marquerait ce nombre dans les circonstances qu'on veut représenter.

Il semble résulter en outre de cette discordance des thermomètres fondés sur les dilatations apparentes de différents liquides, qu'ils n'offrent tous qu'un moyen relatif et non absolu de comparer les effets de la chaleur. Toutefois les expériences faites par MM. Petit et Dulong, rendent très-probable, qu'entre certaines limites, les indications du thermomètre à mercure représentent assez bien, par leurs valeurs numériques, les accroissements réels de l'énergie de la chaleur ou de sa quantité. Ce thermomètre est d'ailleurs le plus répandu; il est employé presque exclusivement dans les recherches scientifiques; nous l'adopterons donc de préférence, et dans la suite de ce cours, lorsque nous désiguerons une température par un nombe de degrés, sans autre spécification, ce sera le nombre de degrés centigrades qui serait indiqué par un thermomètre à mercure exposé à cette température.

Limites de l'emploi du thermomètre à mercure.

157. Le mercure passe à l'état solide avant de descendre à la température de — 40°, et comme il se contracte d'une manière très-sensible au moment de sa congélation, on présumait que les indications de son thermomètre décroissaient trop rapidement dans le

voisinage de cette limite, pour représenter la diminution réelle de l'énergie de la chaleur, avec la même approximation que dans les températures plus élevées. C'est par ce motif que dans les observations météorologiques, et pour les basses températures des climats du Nord, on a cru devoir employer de préférence le thermomètre fondé sur la dilatation ou la contraction apparente de l'alcool très-rectifié, liquide qui conserve son état à quelque froid qu'on l'expose. Mais il n'est réellement indispensable d'avoir recours à ce nouveau thermomètre, que quand il s'agit de constater des températures inférieures à — 36°, car MM. Dulong et Petit se sont assurés qu'entre — 36° et 100, la marche du thermomètre à mercure était identique avec celle du thermomètre à air, dont les indications doivent, par des motifs que nous exposerons plus tard, être plus en rapport que celles de tout autre instrument, avec les variations réelles de l'intensité de la chaleur.

Il est évident qu'un thermomètre doit donner des indications d'autant plus précises, que la boule est plus grosse et le tube d'un plus petit diamètre; car alors l'étendue de chaque division sur le tube étant plus grande, on peut apprécier de plus petites fractions de degré. Mais aussi, plus la masse du liquide est considérable, plus l'instrument met de temps à se mettre en équilibre avec la température du lieu où on le pose; un trop gros réservoir nuit donc à la sensibilité du thermomètre et le rend impropre à constater des variations brusques. Il a d'ailleurs l'inconvénient d'exiger une plus grande quantité de chaleur, et ne pourrait alors servir à évaluer exactement la température d'un espace limité, qui ne contiendrait qu'une petite masse de matière pondérable, puisque son introduction dans cet espace ferait éprouver de grandes diminutions à la chaleur possédée par la masse préexistante.

C'est pour éviter autant que possible ces deux écueils contraires d'une moindre précision et d'une moindre sensibilité, que l'on construit des thermomètres à mercure ayant de petites boules, et dont les tubes cylindriques sont très-capillaires ; mais dans ces instruments le niveau du liquide est souvent difficile à distinguer, à cause de la finesse de la colonne. On a remédié à cet inconvénient en donnant au vide cylindrique intérieur, au lieu d'une base circulaire, une base elliptique comparativement très-allongée dans un sens. De cette manière la colonne présente d'un côté une surface très-sensible, quoique la section du tube soit extrêmement petite.

Malgré ce perfectionnement, le thermomètre à mercure ne peut indiquer avec exactitude des variations légères et brusques, ni con-

stater la température d'une petite masse pondérable. Dans ces circonstances, il faut avoir recours à des thermomètres fondés sur la dilatation d'un gaz (§ 159) ou sur les changements de courbure d'une petite lame hétérogène (douzième leçon), ou enfin sur les mouvements de l'électricité dans un polygone métallique composé de deux métaux, dont certaines parties subissent seules directement l'action de la chaleur (quatorzième leçon). Le thermomètre à mercure ne peut plus servir non plus lorsqu'il s'agit des hautes températures des fourneaux, qui dépassent de beaucoup celle où la vapeur de mercure briserait par son élasticité une enveloppe de verre, et même celle où le verre entre en fusion. Dans ces circonstances on doit employer des pyromètres, c'est-à-dire des thermomètres fondés sur la dilatation des métaux, ou sur tout autre changement que des corps solides très-réfractaires peuvent éprouver lorsqu'on les expose à une forte chaleur.

158. Les seules indications dont on ait besoin dans tous les arts où les fourneaux sont en usage, se bornent à faire reconnaître que la température, qui croît avec l'activité et la durée de la combustion, a réellement atteint l'intensité nécessaire pour produire les effets qu'on en attend. Or on a imaginé plusieurs genres de pyromètres qui remplissent parfaitement ce but; et s'il est à regretter que leurs indications diverses ne soient pas comparables, et qu'elles ne donnent pas une idée sinon exacte, au moins approchée, des quantités de chaleur qu'elles exigent, comme paraissent pouvoir le faire celles du thermomètre à mercure dans les basses températures, cette imperfection n'a d'autre inconvénient pratique que d'exiger une graduation nouvelle et de nouveaux tâtonnements, lors de la construction du pyromètre qui doit diriger les opérations d'une usine. Voici le genre de pyromètre le plus généralement en usage. Pyromètres.

La porcelaine se dilatant très-peu par la chaleur, on emploie une espèce de table de cette substance dans laquelle est pratiquée une rigole où l'on enchâsse une barre métallique, dont une extrémité butte contre son fond, tandis que l'autre touche une tige de porcelaine qui doit apparaître à l'extérieur du fourneau où l'on place l'instrument. Cette pièce de porcelaine est destinée à rendre sensibles les allongements de la barre métallique dus à la chaleur du foyer; elle s'appuie par son extrémité extérieure contre la petite branche d'un levier coudé, dont la longue branche peut indiquer sur un cadran des variations assez grandes pour de petits allongements de la barre de métal. Lorsque l'instrument étant placé suc- FIG. 89.

cessivement dans deux foyers, l'aiguille correspond dans les deux cas au même point du cadran, on peut en conclure que la chaleur est la même; cette indication, la seule qu'on puisse exiger du pyromètre, suffit ordinairement dans les arts.

On emploie encore pour mesurer des températures très-élevées le *pyromètre de Wedgwood*, instrument fondé sur le retrait qu'éprouve l'argile lorsqu'elle est soumise à l'action de la chaleur. Cette substance est principalement composée d'alumine et de silice en proportions variables; elle acquiert un certain degré de dureté lorsqu'elle a été chauffée au rouge; exposée ensuite à des températures plus élevées elle diminue de volume d'une manière permanente, c'est-à-dire que cette diminution subsiste encore après le refroidissement. Cette permanence distingue essentiellement l'effet particulier dont il s'agit du fait général de la dilatation ou de la contraction des corps sous l'influence variable de la chaleur, car ces derniers changements cessent avec la cause qui les produit. Le retrait de l'argile pourrait fournir un instrument comparable, s'il était toujours égal pour un même changement de température; mais il n'en est pas ainsi, car dans des circonstances identiques des mélanges différents d'alumine et de silice ne se condensent pas de la même quantité.

Pour construire un pyromètre de Wedgwood, on forme une pâte d'argile, qu'on rend aussi homogène que possible en malaxant ensemble plusieurs espèces; on en forme ensuite de petits cylindres de mêmes dimensions, que l'on fait sécher en les exposant à la FIG. 90. température du rouge obscur. On se sert ensuite d'une plaque de cuivre sur laquelle sont fixées trois barres de même métal, inclinées entre elles d'un certain angle pour former deux rainures dont la largeur va en décroissant, de telle sorte que l'une de ces rainures prolonge le décroissement en largeur comme si elle était placée à la suite de l'autre. Cette disposition n'a d'autre but que de diminuer la longueur de l'instrument et de le rendre plus portatif. Un des côtés de la rainure totale est divisé en 240 parties, qu'on appelle degrés du pyromètre. Chaque cylindre doit s'enfoncer dans la rainure jusqu'au point marqué zéro; lorsque ensuite on l'a retiré d'un foyer dont on veut connaître la température, on le replace de nouveau, après son refroidissement, dans la rainure; sa largeur ayant diminué, on peut le pousser plus loin que le zéro sans qu'il touche les deux parois latérales; le point de division où ce double contact a lieu donne la température du foyer en degrés du pyromètre.

Thermomètre à air. 159. On emploie souvent dans les recherches physiques plusieurs

sortes de thermomètres fondés sur la dilatation de l'air, pour constater de faibles variations de température. On peut construire un thermomètre à air très-simple en se servant, comme pour le thermomètre à mercure, d'une boule de verre soufflée à l'extrémité d'un tube gradué; on y introduit une petite bulle d'alcool coloré; il suffit pour cela de chauffer d'abord la boule avec la main, puis de plonger un instant l'ouverture du tube dans un bain du liquide; l'air intérieur se contractant par le refroidissement, le niveau monte dans le tube, et une petite colonne de liquide est emportée avec lui. Lorsque l'équilibre de température est rétabli, la bulle d'alcool introduite correspond à une certaine division; au moindre changement de température le volume de l'air intérieur variant, cet index est déplacé; mais sa marche ne saurait être comparable à celle du thermomètre à mercure, à cause des vapeurs d'alcool qui peuvent se former en quantité variable dans l'air intérieur. En outre, si la pression atmosphérique vient à changer, il en résulte une variation de volume indépendante de la chaleur; on ne peut donc faire usage de cet appareil sans consulter le baromètre, afin de corriger ses indications. Toutefois, quand il y a un changement prompt de température, d'où résulte un déplacement brusque de l'index, on peut se dispenser d'avoir égard aux variations ordinairement très-lentes de la pression atmosphérique. Pour obtenir un thermomètre à air qui puisse fournir des résultats exacts et comparables, il faut prendre des précautions particulières, et faire usage des formules de correction qui seront exposées dans la dixième leçon.

FIG. 91.

Thermomètre différentiel.

160. Leslie a imaginé un thermomètre à air susceptible de donner des indications plus exactes que le précédent. Pour le construire, on prend deux boules de verre égales soufflées à des tubes de même diamètre. Un de ces tubes, plus long que l'autre, est courbé à angle droit, on y introduit, par le moyen indiqué plus haut, une colonne suffisante d'un liquide coloré, qui ne donne pas de vapeurs aux températures ordinaires pour éviter la complication qu'elles apporteraient dans les effets dus à la chaleur. On soude ensuite les deux tubes l'un à l'autre, de telle manière que leur ensemble se compose de deux branches verticales terminées par les deux boules, et réunies vers le bas par une branche horizontale. La marche de la colonne liquide due à l'échauffement d'une des boules sera alors indépendante de la pression atmosphérique. Si l'appareil est placé dans des milieux à différentes températures, de telle manière que les deux boules s'échauffent toujours également, il n'en résultera aucun déplacement de l'index; mais si l'une des boules est

FIG. 92.

plus échauffée ou plus refroidie que l'autre, cet index se mettra en mouvement. Ce genre d'instrument n'indique donc que la différence des températures aux deux extrémités; c'est par cette raison que Leslie lui a donné le nom de *thermomètre différentiel*.

Lorsque l'appareil est exposé à la même température dans toutes ses parties, les deux extrémités de l'index doivent être à la même distance des deux boules, si l'on veut qu'il y ait alors une identité parfaite entre les deux masses d'air et leur force élastique. Lorsque cette condition n'est pas remplie, on chauffe la boule située du côté où le liquide est le plus éloigné, de telle sorte que l'air qu'elle contient se dilatant puisse faire refouler tout le liquide jusque dans l'autre, et y entrer lui-même en partie. On peut ainsi faire passer une petite quantité d'air d'un côté à l'autre, et obtenir, après plusieurs tâtonnements semblables, que les deux extrémités de l'index lors de l'équilibre des températures soient symétriquement placées dans l'instrument.

Pour graduer le thermomètre différentiel, on échauffe une des boules en l'entourant d'un vase où l'on puisse verser un liquide dont la température surpasse de 10° celle de l'air ambiant que conserve l'autre boule. On marque sur le tube le point où s'arrête alors l'une des extrémités de l'index; un autre trait doit d'ailleurs indiquer le lieu où la même extrémité stationne lors de l'égalité des températures. L'intervalle compris entre ces deux points est ensuite divisé en cent parties égales qui sont les degrés du thermomètre différentiel. Ces degrés peuvent être regardés comme comparables à ceux du thermomètre à mercure, mais il faut pour cela que les proportions de l'instrument et la longueur de l'index satisfassent à de certaines conditions.

FIG. 93. Si la colonne liquide est plus courte que la partie horizontale de l'instrument, il faut que cette branche soit assez longue pour contenir toute la graduation, et que l'index n'en sorte pas pour s'élever dans une des branches verticales. Cette condition étant remplie, les pressions des deux masses d'air équivalentes, mais diversement échauffées, seront toujours égales entre elles dans toutes les positions de l'index, quoique ayant des intensités variables d'une position à l'autre. De plus, les volumes occupés par ces masses d'air conserveront une somme constante, tandis que leur différence sera égale au double de la partie du tube parcourue par l'index depuis le zéro de la graduation. Or, il résulte des lois de la dilatation des gaz, qui seront exposées par la suite (onzième leçon), que, par ce concours de circonstances, la différence des volumes, et par suite

le degré indiqué par l'index, doivent varier proportionnellement à la différence de température des deux boules mesurées par le thermomètre à mercure, tant que ces températures sont peu éloignées l'une de l'autre. C'est ce qui n'aurait plus lieu si l'index s'élevait, en partie ou totalement, dans une des branches verticales, car les pressions des deux masses d'air séparées différeraient entre elles du poids de la colonne liquide soulevée.

Si au contraire l'index est assez grand pour que ses deux extrémités soient, lors de l'équilibre de température sur les deux branches parallèles et à la même hauteur, il faut que les deux boules aient assez de grosseur relativement au diamètre du tube, pour FIG. 94.
que l'on puisse regarder les deux volumes d'air séparés comme ne variant pas sensiblement par le déplacement de l'index, et que toute la graduation soit comprise sur une même branche verticale. Ces conditions étant satisfaites, la différence des pressions intérieures aux deux boules, qui pourra être regardée comme la seule quantité variable, croîtra comme la distance des deux niveaux, ou toujours comme le double de l'espace parcouru par l'index. Or, il résulte encore de la loi suivie par l'élasticité d'un gaz, lorsque, son volume restant le même, sa température change (onzième leçon), que cette différence des pressions, et par suite le degré de l'instrument, doivent encore varier proportionnellement à la différence des températures mesurées par le thermomètre à mercure. C'est ce qui n'aurait plus lieu si l'une des extrémités de la colonne descendait dans la branche horizontale, car les variations de la différence des pressions deviendraient tout à coup moitié moindres pour un même déplacement de cette extrémité.

Ainsi, il existe réellement deux espèces distinctes de thermomètres différentiels pouvant donner des indications exactes et comparables. Dans l'un, l'index est court et le tube large; la branche horizontale très-longue contient toute la graduation; les masses d'air séparées ont toujours des pressions équivalentes, et la différence de leurs volumes varie comme celle de leurs températures. Dans l'autre, la colonne liquide s'étend aux deux branches parallèles; le tube est capillaire et l'échelle verticale; les volumes des deux masses d'air sont à peu près invariables, et la différence de leurs températures est mesurée par celle de leurs pressions.

161. Tandis qu'en Écosse Leslie imaginait le thermomètre différentiel, en France Rumford inventait un instrument qu'il appelait *thermoscope*, semblable à la première des deux espèces que nous venons de décrire : les boules étaient plus grosses et consé- Thermoscope.

quemment les indications plus sensibles; mais le liquide employé était de l'alcool, dont la vapeur s'ajoutant à l'air intérieur en quantité variable avec la température compliquait les résultats. Il s'ensuivait que les indications du thermoscope n'étaient pas comparables à celles du thermomètre à mercure. Toutefois, cet instrument ayant été imaginé pour reconnaître uniquement que de deux corps différents également chauds et placés à la même distance, l'un rayonnait plus de chaleur que l'autre, son but était suffisamment atteint.

DIXIÈME LEÇON.

Dilatation absolue du mercure. — Dilatation du verre. — Formules empiriques des dilatations des liquides. — Maximum de condensation de l'eau. — Dilatations cubiques et linéaires des solides.

---

162. Le thermomètre à mercure, construit en prenant toutes les précautions que nous avons indiquées, fournit un instrument comparable. On doit entendre uniquement par là que chacun de ses degrés correspond à une température déterminée et constamment la même. Mais il serait erroné de croire que les valeurs numériques de ses indications croissent réellement comme l'énergie de la chaleur, ou qu'elles peuvent toujours servir à mesurer exactement la température naturelle. Ce n'est qu'après avoir étudié en détail les effets que la chaleur produit, qu'on pourra reconnaître s'il existe réellement un genre de thermomètre qui jouisse de cette propriété. Avant de procéder à cette étude, il faut d'abord comparer la marche des dilatations des autres substances à celle du mercure dans le thermomètre adopté. Si l'on reconnaît que ces dilatations suivent toutes des lois différentes, on devra conclure qu'elles correspondent à des fonctions différentes de la température, considérée comme une variable indépendante. Il faudra chercher alors si parmi toutes ses lois ou toutes ses fonctions diverses, il n'en est pas une qui doive être préférée à celle appartenant au thermomètre à mercure : car cet instrument n'a été choisi, entre tous autres, qu'à cause de la plus grande précision qu'on peut apporter dans sa construction, et de la plus grande facilité qu'il offre d'obtenir des résultats constants; ce qui n'empêcherait pas que les lois des effets généraux de la chaleur ne fussent exprimées au moyen des rapports conventionnels qu'il établit entre les températures, d'une manière beaucoup plus compliquée qu'en adoptant pour mesure les degrés d'un autre thermomètre, moins maniable ou plus difficile à réaliser. Avant que nous ayons réuni les données nécessaires pour entrer dans cette discussion fondamentale, il convient de regarder l'évaluation des températures en degrés centigrades du thermomètre à mercure comme étant purement hypothétique.

Mesure hypothétique des températures.

Marche suivie dans l'étude des dilatations.

163. Les considérations qui précèdent conduisent à commencer l'étude des phénomènes qui dépendent de la chaleur, par l'exposition des moyens que les physiciens ont employés pour mesurer les dilatations des différents corps, ou pour déterminer leur ***coefficient de dilatation***, c'est-à-dire la quantité dont l'unité de leur volume augmente moyennement, pour une augmentation d'un degré de température dans le thermomètre à mercure. Ce coefficient varie d'un corps à l'autre; il a une même valeur pour tous les gaz; mais chaque corps liquide ou solide a le sien; sa valeur est plus grande en général pour les liquides que pour les solides, et plus grande encore pour les fluides élastiques.

Les dilatations des corps par la chaleur étant en général fort petites, il faut employer des procédés particuliers pour pouvoir les mesurer avec précision; ces procédés sont faciles à imaginer quand on ne considère que des températures variables seulement entre 0° et 100°; mais il faut avoir recours à des procédés plus compliqués, quand on veut constater les dilatations pour des températures plus élevées. La connaissance des coefficients de dilatation est utile dans un grand nombre de circonstances; aussi leur détermination a-t-elle été l'objet des recherches de plusieurs physiciens. Mais le travail le plus parfait qui ait été entrepris sur ce sujet est, sans comparaison, celui fait par MM. Dulong et Petit; c'est aux mémoires qu'ils ont publiés que nous empruntons presque tout ce que nous avons à dire sur cette partie importante de la théorie physique de la chaleur. MM. Dulong et Petit ont d'abord mesuré la dilatation absolue du mercure, ensuite celle du verre, puis les dilatations absolues des liquides, enfin celles des solides. Quant à la dilatation des gaz, sa valeur constante pour tous avait déjà été déterminée entre 0° et 100° par M. Gay-Lussac; mais il restait à l'étudier dans les hautes températures.

Pour concevoir la nécessité de suivre la marche adoptée par MM. Dulong et Petit, il suffit de remarquer que l'instrument comparable qui sert à mesurer les températures, c'est-à-dire le thermomètre à mercure, ne donne que la dilatation apparente de ce liquide, ou sa dilatation absolue diminuée de celle du verre. Il fallait donc d'abord chercher la dilatation absolue du mercure, qui comparée ensuite à sa dilatation apparente fournie par le thermomètre, pouvait donner la dilatation absolue du verre. Cette dernière étant connue, on pouvait ensuite, en construisant des thermomètres avec différents liquides, déduire de leurs dilatations apparentes leur dilatation absolue. Enfin connaissant les dilatations du

verre et des liquides, on pouvait aisément en déduire celle de tout autre corps solide par les variations de la quantité de liquide qu'il déplaçait dans un vase de verre.

164. L'appareil que MM. Dulong et Petit ont employé pour mesurer la dilatation absolue du mercure depuis 0° jusqu'à plus de 300°, est fondé sur ce principe d'hydrostatique : que les hauteurs de deux liquides de densités différentes, qui font équilibre à une même pression, sont en raison inverse de ces densités (§ 64). Si l'on prend un tube doublement recourbé ABCD dont les branches AB, CD soient verticales et jointes par une partie horizontale BC, et qu'on y verse du mercure, ce liquide s'élèvera à la même hauteur dans les branches AB et CD, s'il a partout la même température. Mais si la branche AB étant à la température t, la branche CD est portée à une température plus grande t', le mercure de cette dernière partie du vase se dilatant davantage, s'élèvera à une hauteur h' plus grande que celle h qu'il atteint dans AB. On suppose que la branche horizontale et les parties inférieures des branches parallèles aient un diamètre assez petit pour s'opposer au mélange des masses liquides différemment échauffées. Mesure de la dilatation absolue du mercure. Fig 95.

Si d' et d représentent les densités du mercure aux températures t' et t, la pression p du liquide rapportée à l'unité de surface, et exercée sur le plan horizontal passant par l'axe du tube BC, devant être la même sur tout ce plan, on aura $p = ghd = gh'd'$, d'où $hd = h'd'$. Un même poids P de mercure occupant un volume V dans AB, où la densité est d, devra occuper dans DC, où la densité est d', un volume V' donné par l'équation $P = gVd = gV'd'$; on aura ainsi $Vd = V'd'$, et d'après l'équation $hd = h'd'$, $V : V' :: h : h'$; d'où $\frac{V'-V}{V} = \frac{h'-h}{h}$. Mais $\frac{V'-V}{V}$ est la fraction dont l'unité de volume du mercure augmente lorsque la température de t devient t'; cette fraction, ou la dilatation du mercure pour $(t'-t)$ degrés, sera donc égale à $\frac{h'-h}{h}$ et le coefficient de sa dilatation absolue sera $\frac{h'-h}{h(t'-t)}$. Ainsi la recherche de ce coefficient se réduira à mesurer aussi exactement que possible les hauteurs h, h' et les températures t, t'.

165. Le tube BC devant être parfaitement horizontal, était fixé, dans l'appareil de MM. Dulong et Petit, à une forte barre de fer reposant par trois pieds sur une table solide en bois. Des vis à caler et deux niveaux à bulles d'air, placés sur la surface plane de la barre de fer dans deux positions orthogonales, permettaient de rendre cette surface parfaitement horizontale. Les branches AB Appareil. Fig. 96.

et CD étaient maintenues dans une position fixe par deux montants verticaux. Le montant en AB était terminé par une pointe R destinée à servir de point de repère. Un manchon en fer blanc entourait tout le système de la branche AB; il était constamment rempli de glace pilée. Une règle divisée en millimètres et munie d'un vernier, qu'on avait introduit dans le manchon, avait fait connaître exactement la distance verticale r du point de repère R au plan de la barre, laquelle restait constante pendant toutes les observations, puisque le montant métallique conservait toujours la température de 0°. Une échancrure pratiquée latéralement à la partie supérieure du manchon permettait d'observer, en écartant la glace, le niveau du mercure en AB.

Un manchon en cuivre entourait la branche CD; il était constamment rempli d'une huile fixe, dont on pouvait élever la température au delà de 300°. Le niveau de l'huile était maintenu à une même hauteur par un tube horizontal qui déversait à l'extérieur la portion de ce liquide provenant de sa dilatation. Le niveau du mercure en CD était amené à chaque observation à $\frac{1}{2}$ millimètre au-dessus de l'huile dans le manchon, afin de pouvoir l'observer; pour cela on ôtait ou l'on ajoutait du mercure froid en AB, au moyen d'une pipette. Un thermomètre à mercure, ayant un réservoir cylindrique qui occupait toute la hauteur du bain d'huile au-dessus de BC, était plongé verticalement dans ce bain. Un fourneau entourait le manchon en cuivre, et servait à élever sa température; avant de faire une observation on fermait toutes les ouvertures de ce fourneau; par ce moyen la température intérieure devenait uniforme et restait sensiblement stationnaire pendant tout le temps nécessaire pour observer.

Observations des hauteurs.

166. La détermination des hauteurs se faisait au moyen d'une lunette horizontale, mobile sur une règle verticale divisée et munie d'un vernier. Cet instrument était disposé sur un massif latéral; la
Fig. 97.
règle, emportant avec elle la lunette, pouvait tourner autour d'un axe vertical situé dans un plan perpendiculaire au milieu de BC. Des vis à caler, un niveau d'eau suspendu à la lunette parallèlement à son axe, deux fils très-fins croisés sur l'axe optique, et une vis de rappel latérale qui pouvait faire incliner légèrement l'axe de la lunette, permettaient de placer l'instrument dans la position convenable. On y parvenait par des tâtonnements, en plaçant la règle dans différents azimuts, en retournant la lunette sur son support et le niveau d'eau sur le sien, et amenant à chaque fois dans l'axe de la lunette des points situés sur un même plan horizontal. Les

conditions à remplir, pour que l'instrument fût dans sa position normale, étaient que l'axe de rotation fût parfaitement vertical, et la lunette exactement horizontale dans toutes ses positions autour de l'axe.

Une vis de pression maintenait le système de la lunette contre la règle; en la desserrant on pouvait faire glisser ce système, et l'élever ainsi rapidement à des hauteurs très-différentes; mais pour le placer à une hauteur déterminée, on le maintenait à peu près à cette hauteur par la vis de pression, et une vis de rappel micrométrique pouvait ensuite soulever ou abaisser la lunette par un mouvement doux et modérable, pour faire atteindre plus exactement à son axe optique la hauteur voulue. Le vernier permettait d'évaluer à moins d'un cinquantième de millimètre la hauteur d'un des points du système mobile.

Avec cet instrument on observait le point de repère R; le niveau du mercure en AB, et le niveau du mercure en CD. Les quantités dont on avait dû faire descendre l'axe de la lunette, ou le point de son système dont le vernier indiquait les positions, pour passer de la première observation à la seconde ou à la troisième, donnaient en millimètres et cinquantièmes de millimètres, les différences de hauteurs $r-h$, $r-h'$; r étant connu, on en déduisait h et h'.

167. L'observation de la température indiquée par le thermomètre plongé dans le bain d'huile, exigeait des précautions particulières. Le réservoir cylindrique étant seul à la température moyenne du bain, la portion de mercure contenue dans la tige qui était entourée par l'air ne partageait pas cette température; celle qu'elle avait était essentielle à connaître pour déduire de l'indication thermométrique la température du réservoir. On pouvait donner à la tige une température constante en l'entourant, à partir de sa jonction au réservoir, où se trouvait le zéro du thermomètre, d'un manchon contenant de la glace fondante, ou de l'eau à une température déterminée t. Si x représentait alors la température cherchée, et T celle observée sur l'échelle du thermomètre, comme on savait que le mercure contenu dans une enveloppe de verre se dilate de $\frac{1}{6480}$ de son volume pour un accroissement de 1° de température (§ 153), il fallait pour avoir x augmenter T de la fraction $\frac{(x-t)T}{6480}$, dont se serait augmentée la colonne de mercure T de la tige, si sa température avait pu être amenée de T à x. On avait donc ainsi l'équation : $x=T+\frac{(x-t)T}{6480}$, pour déterminer x. Cette cor- Évaluation de la température.

rection est loin d'être négligeable, car à 300° l'erreur pourrait être de plus de 15°.

Thermomètre à poids.

168. Mais dans ce procédé il existe toujours de l'incertitude sur la véritable température que l'on cherche à donner au mercure de la tige, qui devenant plus froid que celui du réservoir peut déterminer des courants intérieurs, malgré le petit diamètre du tube. C'est ce qui a engagé MM. Dulong et Petit à se servir en outre d'un autre genre de thermomètre dont l'indication est moins incertaine. Cet instrument, auquel ils ont donné le nom de *thermomètre à poids*, consiste en un réservoir cylindrique de verre ST, qui doit avoir la hauteur de la portion du bain de liquide dont on veut évaluer la température moyenne. Il se termine vers le haut par un tube recourbé de petit diamètre, d'abord horizontal en SU et ensuite vertical en UX. On remplit le réservoir et le tube recourbé de mercure bien sec, et l'on plonge la pointe effilée et ouverte X, dans une cuvette contenant pareillement du mercure sec. On place cet appareil dans de la glace pilée; alors l'instrument contenant tout le liquide qu'il peut renfermer à 0°, on le pèse ainsi rempli; en retranchant du poids obtenu celui de l'enveloppe, on a le poids P du mercure contenu. Si l'on plonge ensuite l'instrument dans le bain dont on veut mesurer la température moyenne x, supérieure à 0°, une portion du liquide sort de l'instrument. Lorsque le mercure restant dans le thermomètre a pris la température du bain, on détermine l'excès p, dont s'est augmenté le poids de la cuvette. $P-p$ représente alors le poids du liquide que contient l'instrument à la température x, et la fraction $\frac{p}{P-p}$ l'augmentation apparente de l'unité de volume du mercure de 0° à x. Or on sait que le mercure contenu dans une enveloppe de verre se dilate en apparence de $\frac{1}{6480}$ de son volume à 0°, pour chaque degré centigrade; on a donc l'équation $\frac{p}{P-p}=\frac{x}{6480}$, pour déterminer x.

Fig. 98.

Valeur de la dilatation absolue du mercure

169. Enfin un troisième thermomètre fondé sur la dilatation de l'air, et dont nous donnerons plus tard la description (§ 194), était aussi plongé dans le bain d'huile. La moyenne des indications des trois instruments convenablement corrigées donnait, avec toute l'exactitude désirable, la température de ce bain correspondante à chaque observation. Connaissant en outre les hauteurs h et h' par le procédé d'expérience cité plus haut, le coefficient moyen de la dilatation absolue du mercure, entre 0° et T, était donné par la formule $\frac{h'-h}{hT}$. Par des observations de cette nature, répétées plusieurs fois afin de s'assurer de leur exactitude, MM. Dulong et Petit

ont trouvé que le coefficient de la dilatation absolue du mercure est toujours de $\frac{1}{5550}$ pour chaque degré du thermomètre, tant que la température T est comprise entre 0° et 100°. Mais ils ont reconnu aussi que ce coefficient moyen augmentait d'une manière sensible pour les températures T plus élevées que 100°.

170. Ces résultats prouvent l'augmentation réelle de la capacité de l'enveloppe en verre dans le thermomètre à mercure, lorsque la température s'élève, car il est impossible d'expliquer, sans l'admettre, la différence des coefficients $\frac{1}{5550}$ et $\frac{1}{6480}$, constamment obtenus par le procédé que nous venons d'indiquer, et par celui non moins exact du § 153. D'ailleurs l'influence de la dilatabilité de l'enveloppe solide dans les thermomètres peut être manifestée par l'expérience suivante. On remplit de mercure ou d'alcool un très-gros réservoir, soufflé à l'extrémité d'un tube très-étroit, que l'on ferme ensuite à la lampe; on entoure le tube d'un fil métallique recourbé formant ainsi un anneau ouvert, que l'on descend en le faisant glisser par frottement jusqu'au plan du niveau intérieur du liquide; puis on plonge un instant le réservoir dans un bain d'eau bouillante pour le retirer rapidement. En regardant le niveau pendant cette dernière opération, on remarque qu'il s'abaisse d'abord dans le tube de un ou de deux pouces au-dessous de l'anneau, mais qu'après un temps très-court il remonte, se rapproche de l'anneau et le dépasse. Il résulte évidemment de ce fait que la chaleur du bain se communique d'abord à l'enveloppe solide, et qu'elle emploie un certain temps avant de se propager jusqu'au liquide et dans son intérieur. L'abaissement de niveau qu'on observe dans le premier instant prouve que la capacité de l'enveloppe augmente alors seule; plus tard le liquide s'échauffant, et se dilatant dans une plus grande proportion, remonte et dépasse sa première position.

Preuves de la dilatation des enveloppes.

Fig. 99.

171. La dilatation apparente d'une masse liquide est évidemment égale à sa dilatation absolue diminuée de l'accroissement de capacité du vase qui la contient. Or cet accroissement équivaut à la dilatation qu'éprouverait un volume solide, de même nature que l'enveloppe et égal en grandeur à sa capacité, s'il subissait le même changement de température. En effet l'augmentation de volume d'un corps solide homogène doit évidemment rester la même, qu'on suppose ce corps formé d'une seule pièce, ou composé de couches superposées et contiguës : d'où il suit que la dilatation de la couche extérieure s'opère comme si cette couche était seule, et ne doit subir aucun changement quand on enlève le reste du solide. Le vide intérieur résultant de cette suppression augmentera donc

Relation entre les dilatations apparente et absolue.

toujours de la quantité dont s'accroîtrait, pour la même élévation de température, le volume de la partie solide enlevée.

D'après cela, si l'on connaît le coefficient de la dilatation absolue d'un liquide, et celui de l'enveloppe solide qui le contient, on doit pouvoir calculer à priori le coefficient de la dilatation apparente qu'on observerait dans un thermomètre construit avec ces substances. Il importe de chercher la relation qui existe entre ces trois nombres, car deux étant donnés le troisième s'ensuivra. Soient à cet effet D et Δ les coefficients des dilatations absolue et apparente du liquide, K celui de la matière solide qui compose le vase, lorsque la température étant de t degrés devient $(t+1)^\circ$; V_0 le volume occupé par le liquide à t°, dans l'enveloppe ayant la forme d'un thermomètre ordinaire; V le volume apparent à $(t+1)^\circ$, déduit d'une plus grande étendue de la colonne liquide contenue dans le tube thermométrique, en supposant l'enveloppe invariable. La dilatation apparente Δ est la fraction $\frac{V-V_0}{V_0}$; le volume du liquide qui est V_0 à t°, doit être $V_0(1+D)$ à $(t+1)^\circ$; or dans l'instrument le liquide occupe réellement, à cette dernière température, un volume égal à $V(1+K)$, on a donc exactement l'équation

$$V_0(1+D)=V(1+K);\ \text{d'où}\ D=\Delta+K\frac{V}{V_0}.$$

Mais V différant très-peu de V_0, on peut substituer l'unité à leur rapport, et adopter la formule $D=\Delta+K$.

Dilatation du verre.

172. Les trois coefficients D, Δ, K, varient en général d'une température à une autre, lorsque ces températures sont évaluées en degrés du thermomètre à mercure, c'est-à-dire que la dilatation de l'unité de volume de chaque substance entre t et $t+1$ degrés, varie avec t. Quand il s'agit du mercure contenu dans une enveloppe en verre, Δ est constant d'après la mesure adoptée; or il résulte des expériences de MM. Dulong et Petit que D a toujours sensiblement la même valeur, lorsque t est compris entre 0° et 100°; la relation précédente indique donc qu'entre les mêmes limites, le verre se dilate suivant la même loi que le mercure, ou que K est constant. En posant dans cette formule $D=\frac{1}{5550}$, $\Delta=\frac{1}{6480}$, on trouve $K=\frac{1}{88700}$. Ainsi le verre se dilate de $\frac{1}{38700}$ de son volume à zéro, pour chaque échauffement d'un degré, tant que les températures sont comprises entre 0° et 100°. Mais D augmentant pour les températures supérieures à 100°, tandis que Δ est essentiellement constant, il faut en conclure que la dilatation du verre croît alors suivant une loi plus rapide que celle du mercure : car si D'

et K' sont pour les hautes températures les valeurs plus grandes de D et K, on aura

$$\frac{D'}{D}=\frac{K'+\Delta}{K+\Delta}=\frac{K'}{K}-\frac{(K'-K)\Delta}{K(\Delta-K)}.$$

173. Au-dessous de 100° on peut admettre qu'un volume de verre ou de mercure, à la température t, augmente toujours de sa 38700e ou de sa 5550e partie, quel que soit t, pour un échauffement d'un degré, ou pour passer à $(t+1)$°. Cette loi ferait croître le volume considéré suivant les termes d'une progression géométrique, à partir de zéro degré; elle diffère donc essentiellement de la loi par accroissements égaux donnant une progression arithmétique; mais il résulte de la constance et de la petitesse des coefficients de dilatation du verre et du mercure, que les valeurs numériques des dilatations totales, obtenues en partant de ces deux lois différentes, sont dans tous les cas sensiblement les mêmes. Les dilatations des métaux étant, comme on le verra, du même ordre de grandeur que celles du verre, et paraissant suivre comme ces dernières la même marche que les dilatations du mercure, entre les limites 0° et 100°, on peut aussi leur appliquer indifféremment l'une ou l'autre des lois précédentes. Généralement si K représente le coefficient de dilatation d'un corps solide, c'est-à-dire la 100e partie de l'augmentation totale d'un volume de ce corps égal à l'unité depuis 0° jusqu'à 100°, on pourra en conclure qu'un volume V de ce même corps, pris à la température t, deviendrait à très-peu près à t' degrés : $V\,[1+K(t'-t)]$, pourvu que t' et t soient inférieurs à 100.

Mesure des dilatations absolues des liquides.

174. En construisant des thermomètres en verre de différents liquides, et comparant leur marche à celle du thermomètre à mercure, on peut observer leurs dilatations apparentes Δ, en employant un procédé de mesure analogue à celui que nous avons développé dans le § 153; et K étant connu, on en conclura les dilatations absolues D de ces mêmes liquides, au moyen de la formule $D=\Delta+K$. On a souvent employé, pour déterminer ces dernières valeurs, un autre procédé non moins exact que le précédent. Il consiste à constater, par la balance hydrostatique, les pertes de poids p et p' qu'une boule de verre éprouve, étant plongée successivement dans un même liquide aux températures 0° et t°. Soient K le coefficient de dilatation du verre, et D, la dilatation absolue totale de l'unité de volume du liquide de 0° à t°. Le volume de la boule augmente de l'une à l'autre de ces températures, dans le rapport de 1 à $1+Kt$; le poids p du liquide déplacé devrait donc

devenir $p(1+Kt)$, si la densité de ce fluide ne variait pas. D'un autre côté, le poids p' du liquide déplacé par la boule dilatée eût été $p'(1+D_t)$, si ce fluide, au lieu d'être à la température t, qu'il partage alors avec le solide, avait pu conserver la même densité qu'à zéro. On a donc nécessairement la relation $p'(1+D_t)=p(1+Kt)$; d'où l'on conclura D_t. La différence entre les valeurs de D_t correspondantes à deux températures consécutives t^o et $(t+1)^o$, déduites de deux expériences semblables à la précédente, donnera la valeur du coefficient D de la dilatation absolue du liquide, à la température t.

Formules empiriques. 175. Le coefficient de dilatation de chaque liquide varie en général, et augmente sensiblement avec la température indiquée par le thermomètre à mercure, même entre 0° et 100°. La loi que suit cette variation varie d'un liquide à un autre; elle n'est connue pour aucun. On la représente empiriquement par une formule de la forme

$$D_t = at + bt^2 + ct^3;$$

t est la température, D_t la fraction dont augmente l'unité de volume du liquide proposé, lorsque sa température de 0° devient t^o; enfin a, b, c, sont des constantes numériques dont on détermine les valeurs par trois couples d'observations de D_t et de t. Les formules de ce genre représentent assez bien les dilatations des liquides pour les températures comprises entre celles qui ont servi à la détermination des constantes, ou qui en sont peu éloignées.

176. On déduirait facilement de ces formules empiriques les densités des liquides, en fonction de leur température : car si d_0 et d sont les densités, 1 et $1+D_t$ les volumes d'une même masse liquide, à 0° et t^o, on aura évidemment $d_0 = d(1+D_t)$, d'où $d=\frac{d_0}{1+D_t}$. On peut d'ailleurs construire directement une table des densités d'un même liquide à différentes températures, en se servant du second des procédés indiqués au § 174 : car si l'on prend pour unité la densité d_0 du liquide à 0°, celle correspondante à t^o sera d'après ce qui précède $d=\frac{1}{1+D_t}$ et la relation du § 174 donnera $d=\frac{p'}{p(1+Kt)}$. Connaissant donc une fois pour toutes le poids p, du liquide déplacé par la boule de verre à 0°, il suffira de déterminer les pertes de poids p' éprouvées par le même corps solide, plongé dans le liquide amené successivement à différentes températures t, pour pouvoir calculer, à l'aide de la formule précédente, autant d'éléments que l'on voudra de la table des densités de ce liquide. On essaiera ensuite s'il est possible de représenter tous ces éléments

par une formule empirique de la forme $d = 1 + at + bt^2 + ct^3$. C'est ainsi que M. Halstrom a conclu de 64 observations très-précises sur les dilatations de l'eau, depuis 0° jusqu'à 32° centigrades, la formule

$$d = 1 + 0{,}000052939t - 0{,}0000065322t^2 + 0{,}00000001445t^3;$$

d est la densité de l'eau à $t°$, en prenant pour unité celle existant à 0°.

177. L'eau présente un phénomène remarquable qui la distingue des autres liquides : lorsque sa température s'abaisse de 100° à 4° à peu près, son volume diminue ou sa densité augmente; mais si sa température continue à s'abaisser de 4° vers 0°, sa densité diminue au contraire, en sorte qu'elle se dilate en se refroidissant. On déduit de la formule précédente, ou mieux des tables où M. Halstrom a réuni les résultats de ses observations, que ce maximum de condensation ou de densité a lieu vers 4°,108; à 8° une même masse d'eau occupe sensiblement le même volume qu'à 0°. Maximum de densité de l'eau.

178. On a donné une grande importance à la température du maximum de condensation de l'eau, en l'adoptant pour celle qui sert à définir l'unité de poids. Un centimètre cube d'eau ne pèse précisément le gramme qu'à 4°,108; à toute autre température t son poids est différent; il est alors plus petit qu'un gramme dans le rapport de la densité d' de l'eau à $t°$, à celle correspondante à 4°, 108. Les valeurs de d' et d peuvent être calculées au moyen de la formule empirique de M. Halstrom. D'après cela le nombre de grammes que pèse un volume d'eau V, à la température t, s'obtiendra en multipliant par la fraction $d' : d$ le volume V évalué en centimètres cubes.

Dans tous les calculs de jaugeage, il sera plus commode de se servir d'une formule que l'on pourrait facilement déduire de la précédente, et dans laquelle la densité de l'eau à $t°$ serait rapportée à celle correspondante au maximum de condensation prise pour unité; ou mieux d'une table calculée d'après celle de M. Halstrom, en substituant à chaque densité d' qu'elle donne pour une température t, le quotient de cette même densité par celle d correspondante à 4°,108. Cette nouvelle formule ou cette nouvelle table étant calculée, on pourra en déduire facilement la dilatation totale δ que subit l'unité de volume ou le centimètre cube d'eau en passant de la température 4°,108 du maximum de condensation à une température donnée t; car si d' est la densité donnée par la table réduite pour $t°$, la même masse d'eau qui occupe le volume 1 à 4°,108 et

le volume $(1+\delta)$ à t^o, pèsera dans les deux circonstances 1 gramme ou $(1+\delta)\ d'$, d'où l'on conclura $\delta = \frac{1}{d'} - 1$.

179. Le fait du maximum de condensation de l'eau, à une température voisine de 4°, peut être facilement constaté par l'expérience; il donne d'ailleurs l'explication de plusieurs phénomènes naturels, dont il serait impossible de se rendre compte sans l'admettre. Si l'on prend un vase d'une hauteur suffisante, qu'après l'avoir rempli d'eau on entoure sa partie moyenne d'un mélange réfrigérant dont
FIG. 100. la température soit de — 10°, on remarque que de deux thermomètres dont les réservoirs cylindriques horizontaux sont plongés dans le liquide, l'un au-dessus du manchon, l'autre au fond du vase, le dernier atteint et conserve la température de 4°, tandis que le premier descend à 0°. L'eau peut même se congeler dans la partie supérieure, sans que le thermomètre inférieur cesse d'indiquer 4°.

Au fond de certains lacs d'eau douce très-profonds, on remarque que la température se maintient constamment à 4° à peu près. Cela tient à ce que, pendant un certain temps de l'année, l'eau prend à la surface une température voisine de celle de son maximum de densité, et tombe alors au fond en conservant cette température. L'intervalle de temps qui sépare deux saisons où ces circonstances se produisent, peut n'être pas assez grand pour que cette eau reprenne par communication la température plus ou moins élevée de la surface. M. Despretz, qui a entrepris aussi de déterminer la température où l'eau atteint son maximum de densité, a constaté que cette température s'abaissait rapidement lorsque l'eau éprouvée contenait en dissolution de petites portions croissantes de sel marin; de telle sorte que pour l'eau de mer ordinaire il n'existe pas de température au delà et en deçà de laquelle son volume se dilate; c'est ce qui fait qu'aucune mer ne présente le phénomène précédent, qu'on n'observe que dans des lacs d'eau douce.

On rencontre dans les glaciers des Alpes des trous assez étroits et profonds, que l'on appelle *puits de glace*; il est facile d'expliquer leur formation : une grande masse de glace ayant une surface plane, et exposée à l'action calorifique des rayons solaires, devra se fondre uniformément; cette fusion sera d'ailleurs peu rapide si la température de l'air environnant est au-dessous de 0°; mais si quelques débris de végétaux séjournent sur la surface de la glace, leur présence accélérera la fusion autour d'eux, puisque leur température pourra s'élever au-dessus de 0° par l'effet de la chaleur solaire. Il se formera donc là une cavité, où l'eau s'accumulant pourra s'échauffer jusqu'à 4°, descendre à cause de sa plus grande densité, et céder sa chaleur

aux parois qu'elle fondra, en sorte que la cavité s'approfondira de plus en plus.

180. On peut appliquer la formule $D = \Delta + K$, à la détermination des dilatations absolues de différents corps solides. Si l'on remplit de mercure un réservoir en fer terminé par un tube de petit diamètre, par le procédé employé pour construire le thermomètre ordinaire, cet appareil peut être traité comme un nouveau thermomètre à poids (§ 168). On pèse d'abord le mercure qu'il contient à 0°; soit P son poids. On détermine le poids p de liquide qui sort du vase lorsqu'il est exposé à une température connue t. On a ensuite l'équation $\frac{p}{P-p} = \frac{t}{n}$ pour calculer la dilatation apparente $\frac{1}{n}$ du mercure dans le vase proposé; et enfin le coefficient de la dilatation du fer est $K = \frac{1}{5550} - \frac{1}{n}$. Mais il est difficile de s'assurer si le mercure du vase est bien purgé d'air, ce qui jette du doute sur les résultats obtenus par ce procédé.

Mesure des dilatations cubiques des solides

Fig. 101.

MM. Petit et Dulong ont employé un autre moyen pour déterminer la dilatation des corps solides. Dans un réservoir cylindrique en verre d'un diamètre convenable, on introduit un morceau du corps à éprouver, de fer par exemple, que l'on maintient au milieu du tube par des petites tiges en fil de fer, afin que le morceau principal ne soit pas en contact avec les parois. Un tube recourbé de petit diamètre est soudé au réservoir; on remplit ensuite l'appareil de mercure parfaitement sec à la température déterminée t. On connaît alors, par des mesures prises à cet effet, le poids P du fer introduit et sa densité D, le poids P′ du mercure contenu dans l'appareil et sa densité D′. On plonge ensuite le réservoir horizontalement dans un bain d'huile, exposé à l'action d'un foyer que l'on étouffe avant d'observer. La température du bain $t' > t$ est indiquée par un thermomètre à poids très-exact. Le petit tube recourbé qui traverse les parois du bain laisse alors échapper un poids P″ de mercure que l'on mesure, et dont il est facile de calculer la densité D″ à la température t', puisque la dilatation absolue du mercure est connue.

Fig. 102.

Soient K, K′, K″, les coefficients de dilatation du fer, du mercure et du verre; les deux derniers étant connus, c'est le premier qu'il s'agit de déterminer au moyen d'une formule qui lie entre elles toutes les quantités que nous venons de définir. Pour obtenir cette formule, il suffit d'exprimer que le volume de mercure qui s'échappe du réservoir, lorsque sa température passe de t à t', est égal à la dilatation absolue du mercure de l'appareil, plus celle du fer, moins celle du verre. Or à $t°$, $\frac{P}{D}$, $\frac{P'}{D'}$, $\frac{P}{D}+\frac{P'}{D'}$, représentent les

volumes du fer et du mercure contenus, et la capacité intérieure du réservoir. Leurs dilatations pour un accroissement de $(t'-t)$ degrés, seront :

$$\frac{P}{D}K(t'-t),\ \frac{P'}{D'}K'(t'-t),\ \left(\frac{P}{D}+\frac{P'}{D'}\right)K''(t'-t);$$

le volume du mercure sorti, ou $\frac{P''}{D''}$, sera donc lié à ces quantités par l'équation

$$\frac{P''}{D''}=\left[\frac{P}{D}K+\frac{P'}{D'}K'-\left(\frac{P}{D}+\frac{P'}{D'}\right)K''\right](t'-t)$$

qui servira à déterminer K, ou le coefficient de dilatation du fer. Le même procédé peut être employé pour le platine.

181. Plusieurs expériences semblables ont été faites en prenant pour t la température de la glace fondante, pour t' des températures inférieures ou égales à 100°, et toujours pour K' et K'' les valeurs $K'=\frac{1}{5550}$, $K''=\frac{1}{38700}$. Elles ont toutes donné les mêmes valeurs de K, savoir $\frac{1}{28200}$ dans le cas du fer, et $\frac{1}{37700}$ quand le métal était le platine. Mais quand, t étant toujours zéro, t' était de beaucoup supérieur à 100°, ce qui nécessitait l'emploi de plus grandes valeurs de K' et K'', résultant de leurs premières expériences (§ 191), MM. Dulong et Petit ont obtenu pour les coefficients moyens des dilatations du fer et du platine, des valeurs sensiblement croissantes avec la température t'. Ainsi les deux métaux dont il s'agit se dilatent, entre 0° et 100°, proportionnellement à la température évaluée en degrés du thermomètre à mercure, et suivent alors la même loi que le mercure seul et le verre; mais beaucoup au delà cette identité de marche n'a plus lieu.

182. Le mercure attaquant certains métaux et entre autres le cuivre, MM. Petit et Dulong ont employé un autre moyen imaginé par Borda, et qui leur permettait de comparer à la dilatation connue du fer celle d'un autre métal. Voici en quoi consiste ce nouveau
FIG. 103. procédé. Deux règles prismatiques, l'une de fer, l'autre de cuivre, d'une longueur égale à 12 décimètres, et de même section transversale, sont placées horizontalement à côté l'une de l'autre dans une caisse longue remplie d'huile; elles sont supportées en différents points par des rouleaux, et s'appuient toutes deux vers un bout sur une même traverse en fer perpendiculaire à leur longueur. Leurs autres extrémités portent deux tiges de laiton, qui s'élèvent d'abord verticalement, et se recourbent ensuite horizontalement. Les deux parties horizontales, parallèles et voisines, sont l'une divisée en cinquièmes de millimètres, et l'autre graduée en vernier mar-

quant des vingtièmes de ces divisions, ou des centièmes de millimètres.

On élève la température du bain au moyen d'un foyer que l'on étouffe avant d'observer. Un thermomètre à poids horizontal est placé entre les deux règles; en outre la caisse est recouverte d'une plaque métallique percée de plusieurs trous par lesquels on plonge dans le liquide des thermomètres ordinaires, afin de constater l'uniformité de température que favorise d'ailleurs le système de plusieurs lames métalliques, mobiles au milieu de l'huile de chaque côté des barres. Les deux barres se dilatant inégalement, les traits de l'*échelle* et du vernier qui coïncident à chaque observation indiquent leur dilatation relative, et par suite la dilatation absolue de l'un d'eux, celle de l'autre étant connue. C'est par ce procédé que MM. Dulong et Petit ont déterminé les différentes valeurs du coefficient de dilatation du cuivre : il est constamment égal à $\frac{1}{19400}$ entre 0° et 100°; il augmente dans les hautes températures, et ne suit pas dans cette augmentation la même loi que celle du fer.

183. Dans toutes leurs expériences MM. Dulong et Petit n'ont eu en vue que les dilatations cubiques de différents corps solides; mais il est facile de déduire des nombres qu'ils ont obtenus les valeurs correspondantes des coefficients de la dilatation linéaire, ou des fractions dont augmente l'unité de longueur des mêmes substances, lorsque la température s'accroît d'un degré; car la dilatation cubique ou en volume K, et la dilatation linéaire l d'un même corps solide, sont liées entre elles par une relation très-simple, qui permet de conclure l'une de l'autre. Lorsque le corps que l'on éprouve est homogène et non cristallisé, il se dilate également dans toutes les directions autour d'un même point; d'où il suit qu'en augmentant, son volume reste toujours semblable à lui-même. D'après cela un volume 1 de ce corps à la température t, devenant $1+K$ à la température t', une certaine dimension de longueur 1, prise dans ce corps lorsque sa température est t, acquérant une longueur $1+l$ lorsque cette température devient t', et les volumes semblables étant entre eux comme les cubes de leurs dimensions homologues, on aura $1+K=(1+l)^3$; d'où simplement $K=3l$, en négligeant l^2 et l^3 devant l, à cause de la petitesse de cette dernière quantité. Ainsi pour un même corps homogène et non cristallisé, et pour un même changement de température, la dilatation linéaire est égale au tiers de la dilatation cubique. Il suit de cette relation et des nombres cités (§§ 172, 181 et 182), qu'en passant de 0° à 100° le verre s'allonge de $\frac{1}{1161}$, le fer de $\frac{1}{846}$, le platine de $\frac{1}{1131}$, le cuivre

Mesure des dilatations linéaires des solides.

de $\frac{1}{582}$. On a reconnu que les corps cristallisés ne se dilatent pas de la même quantité dans toutes les directions autour d'un même point; ainsi la formule précédente ne leur est pas applicable.

184. Les dilatations linéaires des corps solides peuvent être déterminées directement par divers procédés. Voici celui qu'avait imaginé Ramsden: il comparait la longueur d'une barre de métal
FIG. 104 exposée à différentes températures, à un double étalon de longueur invariable, qui se composait de deux barres prismatiques égales, maintenues horizontalement dans des caisses remplies de glace fondante, et placées parallèlement à une certaine distance l'une de l'autre. La barre métallique à éprouver était placée entre les étalons dans une autre caisse contenant d'abord de la glace fondante, puis un bain de liquide à diverses températures. Chacune des extrémités de ces trois barres portait une tige verticale terminée par une plaque mince opaque dans laquelle on perçait un trou microscopique servant de point de mire. Des six tiges une seule, appartenant à la barre intermédiaire, était mobile au moyen d'une vis micrométrique horizontale à tête graduée. Lorsque les trois barres étaient à la température zéro, on devait placer les six points de mire qui se trouvaient à la même hauteur, de telle manière qu'ils se correspondissent trois à trois sur deux lignes parallèles. Lorsque ensuite la barre éprouvée était échauffée dans un bain ayant une température déterminée, il fallait nécessairement, pour rétablir la même coïncidence agir sur la vis micrométrique afin de rapprocher la tige mobile que la dilatation de la barre avait éloignée. La fraction de tour qu'on était alors obligé d'imprimer à la vis, dont le pas avait une longueur connue, donnait facilement l'allongement subi par la barre lorsqu'elle avait passé de la température de la glace fondante à celle du bain. Divisant ensuite cet allongement par la longueur des étalons et par la différence des températures, on obtenait le coefficient de la dilatation linéaire du métal éprouvé.

185. Lavoisier et Laplace ont obtenu les coefficients de la dilatation linéaire d'un grand nombre de corps solides par un mode d'expérience susceptible d'une plus grande précision que le précédent. Ils avaient fait construire, dans un lieu éloigné des habitations et des routes, quatre gros massifs de maçonnerie entre lesquels
FIG. 105. se trouvaient le fourneau et le bain où la barre du corps à éprouver devait être plongée. Plusieurs tiges de verre horizontales, scellées dans deux de ces massifs, servaient à fixer verticalement une règle de la même substance, offrant un point d'appui immobile à l'une des extrémités de la barre chauffée, qui ne pouvait ainsi manifester

sa dilatation qu'à l'autre extrémité. Cette dernière, seule mobile, s'appuyait sur une règle de verre presque verticale pendant toute la durée des expériences, mais fixée à un axe horizontal qu'elle faisait tourner lorsque la barre s'allongeait. Cet axe entraînait alors dans son mouvement de rotation une lunette dont le cylindre lui était perpendiculaire. Une mire verticale et graduée était placée à une grande distance, et l'on regardait à travers la lunette celles de ses divisions qui se trouvaient successivement sur l'axe optique, qui s'abaissait à mesure que la barre se dilatait. En divisant le nombre des divisions dont l'axe optique de l'instrument s'était ainsi déplacé, par le rapport connu de la distance qui séparait la mire de l'axe de rotation, à la longueur du levier de verre, on avait l'allongement de la barre correspondant à chaque échauffement.

186. L'exactitude de ce procédé repose sur la fixité des points d'appui qu'il est difficile d'obtenir d'une manière certaine; mais en employant des barres très-longues on a diminué les erreurs qui pouvaient résulter de leur déplacement possible. Voici quelques-uns des nombres obtenus par Lavoisier et Laplace pour la dilatation linéaire de différentes substances depuis 0° jusqu'à 100° : verre à glace $\frac{1}{1122}$, verre à cristal $\frac{1}{1147}$, cuivre $\frac{1}{584}$, laiton $\frac{1}{535}$, fer doux $\frac{1}{819}$, acier non trempé $\frac{1}{926}$, platine $\frac{1}{1167}$. Les valeurs des dilatations linéaires déduites des expériences de MM. Dulong et Petit, pour le fer, le platine et le cuivre, diffèrent un peu des précédentes, mais elles doivent être regardées comme étant plus exactes, d'abord parce qu'elles sont à l'abri de toute incertitude du même ordre que celle de la fixité des points d'appui dans le procédé qui vient d'être décrit, et ensuite parce qu'étant déduites des dilatations cubiques observées directement, les erreurs d'observations possibles s'y trouvent divisées par 3. Les expériences de Lavoisier et Laplace, comme celles de MM. Dulong et Petit, ont conduit à ce résultat général, qu'entre 0° et 100°, tous les corps essayés se dilatent proportionnellement à la température évaluée en degrés du thermomètre à mercure. Pour un seul corps, l'acier trempé, les coefficients de dilatation ont varié entre les mêmes limites, ce qui ne doit pas étonner quand on considère que la température, modifiant la trempe de l'acier et par suite son élasticité et sa dureté, change en quelque sorte sa nature physique.

ONZIÈME LEÇON.

Mesure des dilatations des gaz. — Loi de la dilatation des gaz. — Comparaison des thermomètres composés de substances différentes. — Avantage des thermomètres à gaz. — Adoption du thermomètre à air. — Pyromètres à air. — Formules de dilatation des gaz. — Comparabilité du thermomètre différentiel.

Mesure des dilatations des gaz

187. La dilatation des gaz par la chaleur étant très-sensible, même pour de faibles changements de température, la recherche de ses lois ne paraît pas devoir présenter de grandes difficultés. Néanmoins on a longtemps essayé de déterminer le coefficient de cette dilatation sans obtenir de résultat constant. On ne connaissait pas alors les lois de la formation des vapeurs, ou l'influence des liquides dans les appareils à gaz, et cette circonstance négligée s'opposait à ce que les expériences fussent comparables entre elles. M. Gay-Lussac a éloigné le premier cette cause d'erreur; en pratiquant la série des opérations qu'il a indiquées, on obtient toujours les mêmes résultats. Voici l'appareil qu'il a employé, et toutes les précautions qu'exige sa construction.

A l'extrémité d'un tube de verre gradué en parties d'égale capacité (§ 152), on souffle un réservoir sphérique ou cylindrique, et le nombre des divisions du tube qui représente sa capacité doit être soigneusement déterminé (§ 153). Il faut d'abord remplir l'appareil de mercure, qu'on fait bouillir pour chasser les bulles d'air et l'humidité; on adapte ensuite à l'extrémité ouverte un long tube rempli de substances desséchantes. Le gaz avant de se rendre dans le réservoir doit traverser ce tube additionnel, afin que la vapeur d'eau qu'il contient à l'état de mélange puisse lui être enlevée.

FIG. 106.

Pour introduire ce gaz et faire sortir en même temps le mercure, on plonge dans les deux tubes et jusque dans le réservoir un fil de platine, métal qui n'est pas mouillé par le mercure, en sorte qu'il reste entre le liquide et le fil une gaîne annulaire que le fluide élastique peut parcourir; de légères secousses suffisent alors pour remplir l'appareil du gaz proposé. Lorsqu'il n'existe plus qu'une faible quantité de mercure dans le tube, on retire le fil, et cette

petite colonne liquide reste pour servir d'index. Il n'y a plus alors de communication entre le gaz introduit et l'air extérieur, et le tube peut rester ouvert. Cet instrument maintenu horizontalement constitue un thermomètre à gaz.

On lit sur le tube la division à laquelle correspond l'index, lorsque l'appareil est plongé dans la glace pilée et fondante. Le rapport de la capacité de la boule à l'une des divisions du tube ayant été primitivement déterminé, on déduit de cette observation le volume occupé par le gaz à la température de 0°. On place ensuite l'instrument dans une caisse contenant de l'eau à une température connue t, de telle manière que le tube sorte à l'extérieur en traversant la paroi de la caisse; on a soin de le pousser dans l'intérieur jusqu'à l'index, pour que tout le gaz éprouvé soit à la température du bain. Lisant ensuite le numéro de la division où s'arrête l'index, et consultant un baromètre voisin pour reconnaître si la pression atmosphérique a changé d'une observation à l'autre, on a tout ce qu'il faut pour évaluer la dilatation éprouvée par le gaz contenu dans l'appareil de 0° à t°. FIG 107.

Soient V et V′ les volumes indiqués sur le tube gradué, lors des températures 0° et t°; H et H′ les hauteurs des colonnes barométriques supposées différentes aux époques des deux observations; enfin k le coefficient de dilatation du verre. Le gaz qui occupe le volume V à 0°, et sous la pression H, occupe réellement à la température t, et sous la pression H′, un volume $V'(1+kt)$, qui, réduit à ce qu'il eût été si la pression atmosphérique n'avait pas changé, devient, d'après la loi de Mariotte, $V'(1+kt)\frac{H'}{H}$. On conclut facilement de ces nombres que la dilatation de l'unité de volume du gaz proposé, soumis à la pression constante H, lorsque la température passe de 0° à t°, doit être donnée par la fraction $\frac{1}{V}\left[V'(1+kt)\frac{H'}{H}-V\right]$; et en divisant cette expression par t, on aura dans ces circonstances le coefficient moyen de dilatation du gaz entre 0° et t°.

Il est très-rare que le baromètre varie d'une observation à l'autre; on a donc presque toujours $H'=H$. D'un autre côté le coefficient de dilatation du verre étant très-petit relativement à celui du gaz, on peut négliger la variation de capacité de la boule quand t ne contient pas un grand nombre de degrés. On peut donc le plus souvent prendre pour la dilatation totale de l'unité de volume du gaz éprouvé, la fraction plus simple $\frac{V'-V}{V}$. Ce procédé d'expérience ne pourrait conduire à des résultats certains et comparables, dans le cas où t dépasserait de beaucoup 100°, à cause des vapeurs

de mercure fournies par l'index, et qui dans les hautes températures influeraient d'une manière sensible sur la dilatation observée. Mais en se bornant aux valeurs de t inférieures ou égales à 100°, la vapeur de mercure a une densité trop petite à ces basses températures pour altérer les dilatations des gaz, qui peuvent être alors uniquement attribuées à l'action de la chaleur sur leurs masses.

Lois de la dilatation des gaz.

188. En essayant successivement l'air ordinaire et la plupart des gaz connus, simples ou composés dans le sens chimique, seuls ou mélangés en diverses proportions, M. Gay-Lussac a constaté cette loi générale, que tous les gaz se dilatent de la même fraction de leur volume, pour une même variation de température, quelles que soient les pressions égales ou différentes auxquelles ils sont soumis, pourvu toutefois que la force élastique de chaque gaz reste constante pendant toute la durée de l'épreuve. L'unité de volume d'un gaz, quel qu'il soit, parfaitement sec, pris à la température de la glace fondante, et soumis à une pression quelconque, se dilate en passant à la température 100° et en conservant la même force élastique, de 0,375, ou $\frac{3}{8}$.

Le coefficient de dilatation de tout gaz, c'est-à-dire la quantité dont un volume d'un gaz, égal à l'unité quand la température est 0°, s'accroît pour chaque échauffement d'un degré du thermomètre à mercure, est constant entre 0° et 100°; sa valeur est 0,00375, ou $\frac{3}{800}$, ou $\frac{1}{267}$. MM. Dulong et Petit ont constaté que cette identité, cette constance et cette valeur existent encore pour les températures comprises entre — 36° et 0°. Ainsi tout gaz soumis à une pression constante se dilate de la 267e partie de son volume à 0°, pour chaque échauffement d'un degré de température entre — 36° et 100°. Si, toujours sous la même pression, son volume est V à 0°, V′ à t', V″ à t'' degrés, on devra avoir

$$V' = V\left(1 + \frac{t'}{267}\right),\quad V'' = V\left(1 + \frac{t''}{267}\right),$$

d'où

$$\frac{V''}{267 + t''} = \frac{V'}{267 + t'} = \frac{V}{267}.$$

Il suit de ces formules que la quantité constante dont le gaz se dilate pour une élévation d'un degré de température, qui est la 267e partie de son volume à 0°, est aussi la 277e partie de son volume à 10°, et en général le $\frac{1}{267+t}$ de son volume à t°; elle n'a donc aucune dépendance nécessaire avec la température de la glace fondante, qui n'est qu'une origine choisie arbitrairement pour compter les températures.

La loi de la dilatation des gaz énoncée de cette manière serait celle d'une progression arithmétique, lorsque la température, évaluée en degrés du thermomètre à mercure, croît par quantités égales. Dalton pensait que le coefficient de dilatation, lorsqu'un gaz passait de t^{o} à $t+1$ degrés était toujours la même fraction de son volume à t^{o}; ce qui donnerait évidemment une progression géométrique. Entre 0° et 100°, ces deux lois si dissemblables en théorie ne donnent pas des résultats numériques très-différents; mais lorsqu'on observe les dilatations des gaz jusqu'à 350°, on est conduit à préférer la première loi à celle émise par Dalton. Quoi qu'il en soit, une discussion prolongée sur le choix qu'il convient de faire entre ces deux lois ne partirait d'aucune base fixe ou absolue, puisque le mode adopté pour évaluer les températures est hypothétique; le résultat de cette discussion n'aurait d'autre effet que d'établir une identité plus ou moins complète entre la marche de la dilatation apparente du mercure dans le verre, et celle de la dilatation absolue et uniforme de tous les gaz. Et puisque, quant aux résultats numériques, les deux lois s'accordent suffisamment lorsqu'il s'agit de basses températures, nous choisirons la loi d'une progression arithmétique, dont l'emploi est plus commode dans les applications.

Ce qui dans les résultats que nous venons d'énoncer constitue une loi physique et réelle, c'est non la constance et la valeur d'un coefficient dont la définition est plus ou moins arbitraire, mais l'identité de marche de la dilatation de tous les gaz, à toutes les températures et sous toutes les pressions. On peut constater facilement cette identité, en renfermant de l'air, et différents gaz, tous parfaitement secs, dans diverses éprouvettes graduées, au-dessus d'une cuve contenant du mercure desséché par l'ébullition. Tous ces fluides élastiques indiqueront une égalité parfaite dans leurs dilatations, lorsqu'on les exposera aux mêmes variations de température, quelque étendues qu'elles soient, pourvu que l'on ramène chaque volume dilaté à sa pression primitive.

Mais pour que l'identité de la dilatation de tous les gaz pût être regardée comme une loi réelle et non empirique, il était nécessaire de vérifier qu'elle continue d'exister à de hautes températures. Il importait d'ailleurs de chercher si les thermomètres à gaz et à mercure, sensiblement d'accord entre — 36° et 100°, ne divergeraient pas au delà, c'est-à-dire si l'accroissement de volume d'un gaz, pour chaque degré du thermomètre adopté, conserverait alors la même valeur constante, trouvée pour les basses températures. Ces recherches ont été entreprises par MM. Dulong et Petit; il fallait

se servir d'un procédé différent de celui employé par M. Gay-Lussac, afin de se mettre à l'abri des erreurs qu'aurait occasionnées la vapeur du mercure (§ 187). Voici l'appareil et le mode d'observation qu'ils ont imaginés.

Mesure des dilatations des gaz à de hautes températures.

189. Le gaz parfaitement sec est introduit dans un tube d'assez grand diamètre, qui se termine par un tube capillaire effilé en pointe très-fine. On dispose ce réservoir horizontalement dans une caisse en cuivre, au milieu d'un bain d'huile fixe; la caisse contient en outre un thermomètre à poids, qui indique la température du bain exprimée en degrés du thermomètre à mercure. A mesure que l'appareil s'échauffe, le gaz se dilate et sort en partie par la pointe qui traverse la paroi de la caisse; lorsque la température élevée T à laquelle on veut faire une observation a été atteinte, on ferme au chalumeau l'extrémité de l'appareil et on le laisse refroidir. On le plonge ensuite verticalement par la pointe dans un bain de mercure; un trait qu'on a eu soin de faire à la lime permet de casser facilement cette pointe, et le mercure s'élève dans le tube. Si l'on retranche alors de la hauteur H d'un baromètre voisin, celle du mercure contenu dans le tube au-dessus du niveau de la cuvette, on a la mesure h de l'élasticité du gaz intérieur à la température t des corps environnants. Après avoir marqué sur le tube le niveau du liquide, on le renverse pour remplir de mercure tout l'espace occupé précédemment par le gaz; le tout étant pesé et le poids du verre retranché, on obtient le poids p d'un volume de mercure égal à celui du gaz, à la température t et sous la pression h.

Fig. 108.

Fig. 109.

Pour jauger le volume qu'occupait la même masse de gaz, à la température T et sous la pression H, on remplit tout le tube de mercure; on le pèse dans cet état, et en retranchant du poids obtenu celui de l'enveloppe, on a le poids P du mercure contenu dans le tube à la température t. Connaissant le coefficient moyen K de la dilatation du verre entre 0° et la température élevée T, on en déduit $P[1+K(T-t)]$ pour le poids d'un volume de mercure égal à la capacité que le tube devait avoir à la température T. Les nombres p et $P[1+K(T-t)]$ peuvent être pris pour exprimer les volumes occupés par une même masse du gaz proposé, le premier à t° et sous la pression h, le second à la température T et sous la pression H.

Ces volumes ramenés à la même pression H seront donc représentés par les nombres $p\frac{h}{H}$ et $P[1+K(T-t)]$. Si l'on désigne maintenant par a le coefficient moyen de dilatation, que l'on déduirait de la dilatation totale du gaz proposé de 0° à T, en la divisant

par T, un volume 1 de ce gaz à 0°, sera $1+aT$ à T°, et $1+\frac{1}{267}$ à la température t des corps environnants, de beaucoup inférieure à 100°. On a ainsi la proportion

$$P[1+K(T-t)] : p\frac{h}{H} :: 1+aT : 1+\frac{t}{267},$$

pour déterminer le coefficient de dilatation a. On peut déduire de cette relation la température τ, qui serait indiquée par un thermomètre fondé sur la dilatation uniforme du gaz proposé, lorsque le thermomètre à mercure indique T°. Car $\frac{1}{267}$ étant le coefficient constant de dilatation du gaz pour 1°, on aura $1+\frac{\tau}{267}=1+aT$, et par suite

$$P[1+K(T-t)] : p\frac{h}{H} :: 267+\tau : 267+t,$$

proportion qui donnera la valeur numérique de τ.

190. MM. Dulong et Petit ont étudié par le procédé précédent les dilatations de l'air et de l'hydrogène secs, en les échauffant jusqu'à 360°, température de l'ébullition du mercure ; ils ont constamment trouvé une égalité parfaite dans leur marche. Cette égalité observée sur deux fluides élastiques aussi différents quant à leur nature et à leur densité, peut être généralisée. Ainsi l'on doit regarder l'identité des dilatations de tous les gaz comme vérifiée pour toutes les températures comprises entre — 36° et 360° du thermomètre à mercure, c'est-à-dire dans une étendue de 400° environ. Lois de la dilatation des gaz à de hautes températures.

De plus les valeurs obtenues pour les changements de volume des gaz éprouvés ont démontré que leur coefficient de dilatation va en diminuant, à mesure que la température, indiquée par le thermomètre à mercure, s'élève au-dessus du point fixe de l'ébullition de l'eau. C'est-à-dire que si l'on avait gradué directement un thermomètre à air, il ne s'accorderait plus au delà de 100° avec le thermomètre à mercure. La différence serait de 10° environ au point de l'ébullition du mercure. Lorsque le thermomètre à air indiquerait 300° le thermomètre à mercure ordinaire marquerait 307°, 64.

191. Si l'on pouvait se servir d'un thermomètre fondé sur la dilatation absolue du mercure seul, on trouverait d'autres différences en comparant sa marche à celle du thermomètre ordinaire fondé sur la dilatation apparente du mercure dans le verre. Car la dilatation du verre va en croisant plus rapidement que celle du mercure seul, et l'on conçoit facilement que cette différence dans la rapidité de l'accroissement doive faire indiquer, au thermomètre ordinaire, des températures plus faibles que celles qui seraient indiquées par un thermomètre fondé sur la dilatation absolue du mercure. Il résulte en outre des expériences de MM. Petit et Dulong Comparaison des thermomètres.

que les dilatations des métaux croissent toutes plus rapidement que celle de l'air; d'où il suit que des thermomètres métalliques, gradués chacun séparément, entre les deux mêmes points fixes de la glace fondante prise pour 0°, et l'ébullition de l'eau pour 100°, indiqueraient tous, au delà de ce dernier point et dans les mêmes circonstances, des nombres de degrés plus grands que le thermomètre à air.

Les indications de tous ces thermomètres différents, correspondantes à 300° du thermomètre à air, peuvent être facilement déduites des dilatations totales que leurs substances éprouvent de 0° à 100°, et de 0° à 300°. En effet, soient D et D′ ces deux dilatations pour la substance S d'un des thermomètres proposés ; $\frac{D}{100}$ et $\frac{D'}{300}$ seront les coefficients moyens de dilatation de cette substance, entre 0° et 100°, entre 0° et 300°. Ces coefficients moyens, que nous désignerons par K et K′, sont seuls donnés dans les tables où MM. Petit et Dulong ont consigné les résultats de leurs observations; mais, au moyen de ces nombres K et K′, il est facile de reproduire les dilatations totales D et D′, ou les données primitives de l'expérience, car on a

$$K = \frac{D}{100},\ K' = \frac{D'}{300},\ \text{d'où } D = 100\ K,\ D' = 300\ K'.$$

Cela posé, le thermomètre fondé sur la dilatation de la substance S indiquera un degré de plus pour chaque accroissement de dilatation égal à $\frac{D}{100}$; donc lorsqu'il aura éprouvé une dilatation totale D′, il devra indiquer un nombre de degrés τ égal à la fraction $\frac{100D'}{D}$, ou bien on aura, en mettant à la place de C et D′ leurs valeurs en K et K′, $\tau = \frac{300\,K'}{K}$.

En substituant successivement dans cette dernière formule les couples de valeurs de K et K′ que MM. Petit et Dulong ont obtenues pour le mercure, le verre, le fer, le cuivre, le platine, on obtient le tableau suivant :

SUBSTANCES.	K =	K′ =	τ =
Air	$\frac{1}{267}$	$\frac{1}{267}$	300°
Mercure seul. . . .	$\frac{1}{5550}$	$\frac{1}{5300}$	314°,15
Verre	$\frac{1}{38700}$	$\frac{1}{32900}$	352°,9
Fer	$\frac{1}{28200}$	$\frac{1}{22700}$	372°,6
Cuivre	$\frac{1}{19400}$	$\frac{1}{17700}$	328°,8
Platine.	$\frac{1}{37700}$	$\frac{1}{36300}$	311°,6

On voit par ce tableau qu'en construisant des thermomètres avec différentes substances, il n'y aurait pas deux de ces thermomètres qui s'accorderaient ensemble, et qu'ils marqueraient tous des nombres de degrés plus élevés que la température indiquée par le thermomètre à gaz.

192. Ce rapprochement rend aussi complète qu'il était possible l'étude du phénomène général de la dilatation des corps par la chaleur. Cette étude a réuni maintenant les données suffisantes pour guider dans le choix d'un instrument plus capable que le thermomètre à mercure de comparer les intensités variables de la chaleur, ou ce qu'on pourrait appeler les températures naturelles. Lorsque des corps changent de densité ou d'état, deux causes générales, l'attraction moléculaire et la répulsion due à la chaleur, superposent leurs actions et compliquent les phénomènes. Pour découvrir les lois suivies par une de ces causes ou de ces forces opposées, il faudrait d'abord l'isoler, c'est-à-dire faire naître des circonstances telles, qu'elle pût agir seule. Or les propriétés reconnues dans les gaz prouvent que ces circonstances peuvent se présenter d'elles-mêmes.

En effet l'action uniforme de la chaleur sur tous les gaz permanents indique suffisamment que l'attraction moléculaire, qui devrait varier avec les masses des dernières particules ou des atomes indivisibles, et conséquemment avec la nature du fluide élastique, n'a aucune influence sensible dans cet état des corps pondérables. On a d'ailleurs une preuve, pour ainsi dire mathématique, de la nullité de cette influence, dans l'identité des effets produits sur un même gaz, soumis à des pressions très-différentes : l'air, serait-il dix fois plus comprimé, ou dix fois plus raréfié qu'il ne l'est habituellement dans l'atmosphère, se dilaterait toujours de la même fraction de son volume, pour un même changement de température, quoique les intervalles ou les distances qui séparent les points entre lesquels pourrait s'exercer l'attraction moléculaire soient très-différents d'un cas à l'autre.

Dans les corps solides et liquides, au contraire, l'action de la chaleur est constamment modifiée par l'attraction moléculaire. C'est évidemment cette dernière force, variable d'intensité avec les masses et les intervalles des particules, qui complique le phénomène de la dilatation. Car on ne peut attribuer qu'à cette complication, l'inégalité des accroissements que subissent des volumes égaux de différents corps liquides et solides, pour les mêmes changements de température, et surtout la diversité des lois de leurs dilatations.

Ainsi les effets produits sur tout thermomètre à gaz, par des changements de température sans variation de force élastique, doivent être uniquement attribués à l'action de la chaleur; tandis que les dilatations apparentes ou absolues des liquides et des solides sont le résultat des efforts combinés de la chaleur et de l'attraction moléculaire. Il suit évidemment de là que pour étudier les lois de la chaleur seule, ce qui exige que son action soit isolée autant que possible, le thermomètre à gaz doit être adopté de préférence au thermomètre à mercure. Car toute température évaluée en degrés de ce dernier instrument devra subir une correction pour en soustraire l'influence de l'attraction moléculaire; et cette correction sera complétement faite si l'on réduit le nombre de degrés donné à l'indication correspondante du thermomètre à gaz.

Adoption du thermomètre à air.

193. Tous les gaz seuls ou mélangés se dilatant de la même manière, on peut adopter le thermomètre à air, comme l'instrument normal auquel toutes les températures devront être rapportées. Mais quoique les indications du thermomètre à air puissent être regardées comme exclusivement dues à l'action de la chaleur, il ne faudrait pas en conclure que leurs valeurs numériques mesurent d'une manière absolue l'énergie de cette action. Ce serait supposer, sans l'avoir démontré, que la quantité de chaleur possédée par un gaz soumis à une pression constante, croît proportionnellement à la variation de son volume. S'il existait un instrument pour lequel cette proportionnalité eût réellement lieu, ses indications fourniraient une mesure absolue des températures; mais tant qu'il ne sera pas prouvé que le thermomètre à air jouit de cette propriété, on doit regarder son degré variable comme étant une fonction déterminée, mais encore inconnue, de la température naturelle.

Malgré cette incertitude, qui ne pourra être définitivement détruite que lorsqu'on connaîtra la nature même de la chaleur, le thermomètre a air suffit pour diriger, avec tout espoir de succès, l'étude des phénomènes produits par cet agent. Car si leurs lois exactes étaient connues en fonction des températures naturelles, on pourrait, par une sorte de transformation de coordonnées, les exprimer analytiquement au moyen des indications du thermomètre à air, variables et constantes avec les intensités de la chaleur seule. Or les formules transformées, qui représentent les lois réelles tout aussi exactement que les formules primitives, peuvent être obtenues directement, puisqu'elles ne doivent contenir que des nombres qui dépendent de l'observation. Les lois de la chaleur peuvent donc être découvertes par des expériences convenables, où

les températures seront évaluées en degrés du thermomètre à air.

D'après ces considérations, toute température qui sera exprimée dans la suite de ce cours par un nombre de degrés centigrades sans autre spécification, sera celle que partagerait le thermomètre à air indiquant ce nombre. Pour trouver le degré correspondant à une température donnée, on pourra prendre l'indication du thermomètre à mercure si cette température est comprise entre — 36° et 100°; dans le cas où elle serait beaucoup plus élevée, on pourra encore employer le thermomètre à mercure ordinaire ou un thermomètre à poids, mais l'indication obtenue devra subir une correction. On pourrait d'ailleurs se servir dans cette dernière circonstance du procédé de MM. Dulong et Petit (§ 189), pour obtenir directement le degré cherché. Mais ces physiciens ont imaginé un genre de thermomètre à air plus commode et non moins exact, qui consiste à prendre, pour évaluer les températures, la variation de la force élastique d'une masse d'air dont le volume reste sensiblement le même, au lieu de la variation du volume sous une pression constante.

Thermomètre à air pour les hautes températures.

194. L'air doit être alors renfermé dans un réservoir cylindrique horizontal d'un assez grand diamètre, terminé par un tube très-étroit, recourbé à angle droit et ayant une hauteur suffisante. Le réservoir étant disposé au milieu du bain dont on veut évaluer les températures, la branche verticale est au contraire en dehors, et plonge dans une cuvette contenant du mercure, en sorte que l'on peut connaître à chaque instant l'élasticité de l'air intérieur, en retranchant de la hauteur barométrique, celle du mercure dans le tube vertical au-dessus du niveau de la cuvette. FIG. 110.

Lorsque le bain atteint la température T, indiquée par un thermomètre à poids, à laquelle on veut faire une observation, une portion de l'air du réservoir s'est échappée et la force élastique de l'air dilaté restant peut être ramenée à la pression H de l'atmosphère, en abaissant convenablement la cuvette. On laisse alors refroidir l'appareil, et quand il est parvenu à la température t des corps environnants, on observe la hauteur H' du mercure dans la branche verticale. Pour pouvoir ensuite déduire des données de l'observation le résultat cherché, il faut connaître la longueur l du tube vertical et le rapport r de sa capacité à celle du réservoir; nous supposerons que des mesures convenables aient fourni ces deux nombres.

Si ρ et ρ' sont les densités de l'air sous la même pression H, aux deux températures t et T évaluées en degrés du thermomètre

à mercure, le poids de l'air contenu dans l'appareil à T° sera $r\rho+[1+K(T-t)]\rho'$, en désignant par l'unité le volume intérieur du réservoir à t°, et par K le coefficient moyen de dilatation du verre correspondant à la température élevée T. Lorsque cette même quantité d'air est refroidie, elle est soumise à la pression H—H', a conséquemment une densité $\rho\frac{H-H'}{H}$, et occupe un volume $1+r.\frac{l-H'}{l}$; son poids est donc égal au produit $\left(1+r.\frac{l-H'}{l}\right)\rho.\frac{H-H'}{H}$. En égalant les deux expressions que nous venons de trouver pour le poids de la même masse d'air, on a l'équation

$$\left(1+r.\frac{l-H'}{l}\right)\rho.\frac{H-H'}{H}=r\rho+[1+K(T-t)]\rho'.$$

Mais les densités ρ et ρ' de l'air sous la même pression, et aux deux températures t° et T°, sont en raison inverse des volumes qu'occuperait à ces températures une même quantité de gaz. On a donc $\rho:\rho'=(1+aT):(1+\alpha t)$ ou $\rho:\rho'=(1+\alpha\tau):(1+t)$; α désignant le coefficient $\frac{1}{267}$, a le coefficient moyen de dilatation du gaz en 0° et T°, et τ le nombre de degrés du thermomètre à air correspondant à la température T exprimée en degrés du thermomètre à mercure. La substitution de l'une ou de l'autre de ces valeurs du rapport $\rho:\rho'$ dans la formule précédente, donnera une équation qui pourra servir à déterminer a ou τ.

Pyromètre à air.

195. Cette manière de mesurer la dilatation des gaz à de hautes températures, ou de trouver le nombre de degrés du thermomètre à air correspondant à une température donnée, est d'un usage plus commode que le procédé indiqué précédemment (§ 189). L'appareil employé dans ce nouveau mode d'expérience donne un thermomètre à air qu'on pourrait adopter comme moyen pyrométrique. Il faudrait alors que le vase qui contient l'air desséché fût infusible et inattaquable à la température des fourneaux dans lesquels on l'exposerait. On pourrait prendre à cet effet un vase de platine terminé par un tube horizontal du même métal, à l'extrémité
FIG. 111. duquel on ajusterait un tube de verre vertical, disposé en dehors du fourneau et plongeant dans le mercure. Si l'on échauffe d'abord le vase à la plus forte chaleur à laquelle il doive être exposé, la masse d'air intérieure sera ensuite invariable, et il suffira d'observer la hauteur du mercure dans le tube vertical, pour en déduire la température que l'on voudra connaître.

Formules de la dilatation des gaz.

196. En général, si l'on observe les volumes V et V' occupés, et les pressions P et P' surportées par une même masse de gaz, à deux températures différentes t et t', il existe une relation nécessaire entre ces six quantités, qui pourra servir à déterminer l'une

d'elles, et par exemple t', au moyen des cinq autres. Cette relation, qui peut ainsi fournir un moyen d'évaluer les températures en degrés du thermomètre à air, est d'ailleurs utilisée dans un grand nombre de circonstances; elle résulte d'une combinaison de la loi de Mariotte, et de celle de la dilatation des gaz trouvée par M. Gay-Lussac. Pour l'établir, soient U et U' les volumes qu'occuperait le gaz proposé à la température 0°, sous les pressions P et P'.

Le coefficient de dilatation d'un fluide élastique étant le même quelle que soit la pression, pourvu qu'elle reste constante pendant les variations de température, on aura

$$V = U\left(1 + \frac{t}{267}\right),\quad V' = U'\left(1 + \frac{t'}{267}\right).$$

La loi de Mariotte ayant lieu quelle que soit la température, pourvu qu'elle reste la même pendant les variations de pression, on aura PU = P'U'. L'élimination de U et U' entre les trois équations précédentes conduit à la relation cherchée :

$$(1)\ \frac{V'}{V} = \frac{P}{P'} \cdot \frac{267+t'}{267+t},\ \text{ou}\ \frac{P'V'}{267+t'} = \frac{PV}{267+t}.$$

Cette relation peut se présenter sous d'autres formes. Si D et D' représentent les densités du gaz dans les deux états considérés, on aura VD = V'D', et par suite

$$(2)\ \frac{D}{D} = \frac{P}{P'} \cdot \frac{267+t'}{267+t},\ \text{ou}\ \frac{P'}{D'(267+t')} = \frac{P}{D(267+t)}.$$

Si d'un état à l'autre le volume et par suite la densité restent les mêmes, mais que la température soit différente, les formules qui précèdent se reduisent à celle-ci

$$(3)\ \frac{P'}{P} = \frac{267+t'}{267+t}.$$

Si au contraire la pression reste constante, la température variant toujours, on aura

$$(4)\ \frac{V'}{V} = \frac{267+t'}{267+t},\quad (5)\ \frac{D}{D'} = \frac{267+t'}{267+t}.$$

Ces formules sont applicables à tous les gaz, seuls ou mélangés, lorsqu'ils sont parfaitement secs ou dépourvus de vapeur. Elles sont rigoureuses si t et t' expriment des degrés du thermomètre à air, quelque grands que soient ces nombres. Elles ne sont exactes qu'entre les limites —36° et 100°, si les températures t et t' sont évaluées au moyen du thermomètre à mercure. Enfin elles peuvent servir à comparer, non-seulement les différents états d'une même masse de gaz, mais encore ceux de deux masses égales d'un même gaz.

Comparabilité du thermomètre différentiel.

197. Il est facile de voir maintenant que les indications du thermoscope et du thermomètre différentiel, dont nous avons indiqué la construction et le mode de graduation (§§ 160 et 161), peuvent être regardées comme comparables aux degrés des thermomètres à air et à mercure, quand le liquide introduit pour servir d'index ne fournit pas de vapeurs sensibles aux basses températures, et lorsque les diverses parties de l'appareil ont des dimensions convenables. On peut négliger les variations de capacité des deux boules, d'après la petitesse du coefficient de dilatation du verre, et la faible différence des températures qu'il s'agit d'évaluer. On remarquera en outre que les deux masses d'air séparées par l'index, dans les appareils dont il s'agit, étant égales, les formules du paragraphe précédent existent en supposant que les nombres P, V, t, appartiennent à l'une, et P', V', t', à l'autre de ces deux masses.

Dans le thermoscope, ou le thermomètre différentiel dont l'index est toujours horizontal, les deux masses d'air séparées sont constamment égales entre elles; leurs volumes V et V' et leurs températures t et t' satiferont donc toujours à la formule (4) du § précédent, qui donne $(V'-V):(V+V')=(t'-t):(534+t+t')$. Or la somme des volumes $(V+V')$ est essentiellement constante d'après la construction de l'instrument; on peut négliger en outre la variation de la somme $t+t'$ devant le nombre 534; la différence $t'-t$ des températures des deux masses d'air peut donc être regardée comme proportionnelle à la différence $V'-V$ de leurs volumes ou à l'espace parcouru par l'index de l'instrument.

Dans le thermomètre différentiel dont l'index est toujours vertical et le tube très-étroit, les volumes des masses d'air séparées sont à très-peu près invariables; leurs pressions P et P' et leurs températures t et t' satisferont donc toujours à la formule (3), qui donne $t'-t=\frac{267+t}{P}(P'-P)$. Or il résulte de la relation (1), que la fraction $(267+t):P$, correspondante à la masse d'air non échauffée, doit croître dans le même rapport que le volume V qu'elle occupe, lequel peut être regardé comme invariable. L'équation précédente indique donc que la différence $t'-t$ des températures des deux boules est proportionnelle à la différence des pressions, ou à la différence des hauteurs du liquide dans les deux tubes verticaux, ou enfin à l'espace parcouru par l'index.

DOUZIÈME LEÇON.

Applications des coefficients de dilatation. — Correction de la hauteur barométrique. — Pendules compensateurs. — Thermomètre de Breguet. — Pyromètre de Borda. — Corrections des densités. — Mesure de la densité des gaz. — Densité de l'air.

Usage des coefficients de dilatation.

198. Après avoir décrit les procédés que les physiciens ont employés pour déterminer les coefficients de dilatation des différents corps de la nature, et développé les conséquences qui résultent de leur comparaison, il importe d'indiquer ici leurs principales applications, et entre autres les circonstances dans lesquelles il est indispensable d'avoir recours aux valeurs numériques de ces coefficients, si l'on veut obtenir des résultats précis et comparables. Dans toutes ces applications les températures sont celles existant à la surface de la terre, en divers lieux et à différentes époques de l'année, lesquelles sont de beaucoup inférieures à 100°, et descendent rarement à —36°. Ces températures peuvent donc être évaluées indistinctement par le thermomètre à air ou par le thermomètre à mercure. On peut admettre aussi qu'entre leurs limites extrêmes les coefficients de dilatation du verre, du mercure, des métaux, et en général de tout corps solide, conservent les mêmes valeurs; d'où il suivra qu'un des corps, ayant le volume U à 0°, occupera à t° le volume $U(1+Kt)$, K étant son coefficient moyen de dilatation entre 0° et 100°. Mais quand il s'agira d'évaluer la dilatation totale des liquides à partir de 0°, et celle de l'eau depuis 4°,108, il faudra toujours consulter les tables indiquées aux paragraphes 175 et 178, ou les formules qui les représentent.

Correction de la hauteur barométrique.

199. Les observations barométriques ne peuvent servir à mesurer exactement les pressions de l'air et des gaz, si les colonnes de mercure soulevées ont des températures et par suite des densités différentes. Pour que ces observations soient comparables entre elles, il est indispensable de réduire chaque colonne à ce qu'elle serait si le baromètre avait une température déterminée et convenue. La connaissance du coefficient de dilatation absolue du mercure permet de faire cette correction : on ramène toute hauteur H′ mesurée à

une température t, à celle H que l'on eût observée si cette température avait été 0°. Pour cela, sachant que ces hauteurs, pour faire équilibre à une même pression, doivent être en raison inverse des densités du mercure, on établit la proportion $H : H' :: 5550 : 5550 + t$; d'où l'on conclut $H = H' - \frac{H't}{5550+t}$.

La fraction $\frac{H't}{5550+t}$ dont il faut diminuer la hauteur observeé H' pour obtenir celle réduite H, est la correction cherchée. Le plus souvent on néglige t dans le dénominateur de cette correction, à moins que les observations n'exigent une très-grande précision. Lorsque le baromètre a séjourné longtemps dans un même lieu, on obtient le nombre t en observant la température des corps environnants ou celle de l'air. Mais tout baromètre portatif doit être muni d'un thermomètre fixé aussi près que possible du tube où le mercure s'élève, et l'on doit prendre pour t la température indiquée par ce thermomètre, laquelle peut différer de celle de l'air, si l'instrument apporté depuis peu n'a pas eu le temps de se mettre en équilibre de chaleur avec les corps environnants.

Pendules compensateurs.

200. La durée de l'oscillation d'un pendule est indépendante de son amplitude, mais elle dépend de la distance qui sépare l'axe d'oscillation de celui de suspension. Or cette distance change avec la température, qui fait varier la longueur de la tige. Il est donc nécessaire de trouver le moyen de compenser cette variation par une autre contraire, si l'on veut que le pendule puisse servir à donner la mesure exacte du temps. On concevra facilement que ce but puisse être atteint, en composant un pendule de différentes substances qui se dilatent inégalement pour un même changement de température. Tout pendule composé est terminé par une lentille métallique dont la masse est beaucoup plus grande que celle de la tige; il résulte de cette disposition que le centre de gravité de l'instrument, et par suite l'axe d'oscillation sont placés très-près du centre de la lentille, et que la compensation pourra être obtenue, si l'on parvient à trouver des dispositions telles, que ce dernier centre reste toujours sensiblement à la même distance de l'axe de suspension.

Graham, célèbre horloger anglais, paraît avoir proposé le premier moyen de compensation pour les pendules. Il consistait à prendre pour lentille un tube de verre cylindrique contenant du mercure. Si l'allongement de la tige dû à une augmentation de température tendait à abaisser le centre d'oscillation, la dilatation plus considérable du mercure tendait à le relever. Il ne s'agissait alors que de déterminer par le tâtonnement ou le calcul la quantité

FIG. 112.

de liquide convenable pour que la compensation fût exacte. Si dans cet appareil l est la longueur de la tige, prise de l'axe de suspension jusqu'au fond du tube de verre qui renferme le mercure, K étant le coefficient de dilatation linéaire de cette tige, lK sera la quantité dont son allongement ferait baisser le centre de gravité de la masse liquide pour un accroissement d'un degré de température. Mais en même temps la dilatation du mercure, qui occupe une hauteur h, tendra à relever le même centre de gravité relativement au fond du tube, de $K'\frac{h}{2}$, K′ étant le coefficient de la dilatation apparente du mercure dans le verre. On devra donc avoir la relation $lK=\frac{h}{2}K'$, pour que la compensation puisse être établie. Dans le pendule, tel que Graham l'a imaginé, la tige est en verre, le coefficient de sa dilatation linéaire a donc pour valeur $K=\frac{1}{116100}$, (§ 183), on a d'ailleurs $K'=\frac{1}{6480}$; d'où l'on conclut, pour le rapport $\frac{h}{l}$, $\frac{1}{9}$ à très-peu près.

Leroi, horloger à Paris, proposa en 1738 un autre genre de pendule compensateur, fondé sur la différence des dilatations de deux métaux. Sur une traverse fixe BB s'élevait un tube de laiton; à sa base supérieure était fixée la tige en fer du pendule; cette tige était interrompue à la hauteur de la traverse par un double ruban formé de deux petites lames d'acier très-flexibles, qui passaient à travers une fente très-étroite pratiquée dans le support BB. Par cette disposition la longueur d'oscillation était à peu près égale à la distance qui séparait cette fente du centre de gravité de la lentille. Or on conçoit que le rapport de la hauteur du tube de laiton à la longueur de la tige de fer pouvait être déterminé, d'après les coefficients de dilatation des deux métaux, de telle sorte qu'il y eût compensation ou que le centre de la lentille ne bougeât pas. Le coefficient de dilatation du fer est $\frac{1}{86400}$ (§ 183), celui du laiton $\frac{1}{53500}$ (§ 186), la hauteur totale du tube devait donc être les $\frac{535}{864}$, ou à peu près les $\frac{2}{3}$ de la longueur totale de tige, c'est-à-dire environ le double de la longueur d'oscillation. Ce moyen qui augmentait trop les dimensions de l'instrument a été abandonné. FIG. 113.

M. Henri Robert, horloger à Paris, a imaginé dans ces derniers temps un pendule compensateur fort simple. Il se compose d'une tige en platine qui traverse une lentille en zinc, laquelle s'appuie sur son extrémité. Les dilatations de ces deux métaux sont assez différentes pour que la compensation puisse être ainsi établie. La formule donnée ci-dessus pour le pendule de Graham peut servir à déterminer le rapport des dimensions de ce nouveau pendule. Dans

cette formule, $Kl = K'\frac{h}{2}$, h représentera alors le diamètre de la lentille, l la longueur de la tige depuis l'axe de suspension jusqu'au bas du pendule, K et K' les coefficients de dilatation linéaire du platine et du zinc. Or $K = \frac{1}{113100}$ (§ 183), et d'après une expérience faite par Smeaton $K' = \frac{1}{34000}$; on a donc $\frac{h}{l} = \frac{680}{1131}$, ou un peu moins que $\frac{3}{5}$. Ainsi le rayon de la lentille en zinc devra être à peu près le $\frac{1}{3}$ de la longueur totale de la tige en platine, ce qui rend cette disposition exécutable. Mais le calcul précédent ne fournit qu'un rapport approximatif; car d'après la grande dimension de la lentille, l'axe d'oscillation doit être sensiblement éloigné du centre de gravité; pour que la compensation soit exacte, il faut l'établir par tâtonnement en faisant monter ou descendre la lentille au moyen d'un écrou, mobile sur l'extrémité inférieure de la tige taraudée à cet effet.

Le mode de compensation le plus généralement employé, quoique
Fig. 115. le plus incommode, consiste à composer la tige du pendule de plusieurs cadres rectangulaires concentriques, de grandeurs décroissantes, et alternativement en fer et en laiton. L'inspection de la figure 115, où les tiges en fer sont indiquées par les lettres $f, f',..$ et celles en laiton par les lettres $c, c',..$ suffira pour faire comprendre la construction de ce pendule compensateur. Il est évident que par cette disposition les dilatations des tiges en fer concourront toutes à faire descendre le centre de gravité de la lentille, et que celles des tiges en laiton tendront toutes à le relever. Soient représentées, par L la longueur d'oscillation, par Sf la longueur totale des tiges verticales de fer, en ne comptant que pour une seule les deux tiges de chaque cadre, enfin par Sc la somme des hauteurs des cadres en laiton; on pourra poser $Sf - Sc = L$, et la compensation sera possible si l'on a $K.Sf = K'.Sc$; $K = \frac{1}{64600}$, et $K' = \frac{1}{53500}$ étant les coefficients de dilatation linéaire du fer et du laiton. En éliminant Sf, on obtient la relation $L = \left(\frac{K'}{K} - 1\right). Sc$, qui d'après les valeurs numériques de K et K' donne pour L une longueur un peu plus grande que $\frac{1}{5}$. Sc.

Si l'on voulait n'employer qu'un seul cadre en laiton, sa hauteur c devrait être presque double de la longueur d'oscillation; ce qui exigerait l'emploi d'une disposition analogue à celle imaginée par Leroi, trop incommode pour être adoptée. Mais en prenant deux ou trois cadres en laiton, leur hauteur moyenne $\frac{Sc}{2}$, ou $\frac{Sc}{3}$ sera nécessairement moindre que L, et tout le système pourra être compris entre l'axe de suspension et la lentille. Il y a donc possibilité de

compenser ainsi le pendule, sans ajouter des pièces de métal qui en dépassent la longueur. Mais les calculs précédents ne donnent qu'une première approximation, car le centre d'oscillation est déplacé par la masse des cadres ajoutés; il faut ensuite employer le tâtonnement pour achever d'établir la compensation.

Le pendule compensateur le plus commode est sans contredit celui fondé sur les courbures que les variations de la chaleur font prendre au système de deux lames de métaux différents, vissées ou soudées l'une sur l'autre de manière à ne pouvoir se séparer. Quand la température change, les dilatations ou les contractions des deux métaux étant inégales, la double lame doit se courber, pour que le métal dont les variations sont les plus fortes puisse prendre une longueur plus grande ou plus petite, en occupant la convexité ou la concavité de la courbe formée. Pour obtenir un pendule de longueur invariable, il suffit de fixer perpendiculairement à sa tige un FIG. 116. système semblable au précédent, terminé de part et d'autre par des masses de grandeur convenable, que l'on peut éloigner ou rapprocher au moyen de vis micrométriques. Le métal le plus dilatable doit être tourné vers le bas. Si la température s'élève, la double lame devient concave sur sa face supérieure, et les masses soulevées remontent le centre de gravité du pendule que l'allongement de la tige tend à faire descendre. Lorsqu'au contraire la température baisse, le système des lames se courbe en sens inverse, et les masses abaissées font descendre le centre de gravité de l'appareil, soulevé par la contraction de la tige. On conçoit que l'on puisse déterminer par tâtonnement les proportions de ce système et la position des masses, de manière que la compensation soit exacte dans tous les cas.

Dans les montres et les chronomètres, le régulateur du mouvement est un balancier circulaire, mû par un ressort en spirale, qui en se resserrant et se débandant, le fait tourner alternativement dans un sens ou dans l'autre. La rapidité de ce mouvement oscillatoire dépend d'un certain cercle d'oscillation dont la température fait varier le rayon. Pour compenser cette variation, on place deux petites lames doubles semblables à la précédente, tangentiellement FIG. 117. à la jante du balancier aux deux extrémités d'un même diamètre, et qui portent de petites masses à leurs extrémités libres. Le métal le moins dilatable étant tourné vers le centre, on concevra facilement que les dimensions du système puissent être déterminées par le tâtonnement, de telle sorte que le rayon d'oscillation conserve la même grandeur, quelle que soit la température.

Thermomètre de Breguet. 201. Breguet, qui a utilisé ce dernier moyen de compensation, a imaginé un genre de thermomètre métallique très-sensible, fondé sur le même principe. Ce thermomètre se compose de trois lames très-minces de platine, d'or et d'argent, soudées ensemble dans toute leur étendue, et passées au laminoir pour en former un ruban, que l'on contourne en hélice autour d'une tige de laiton verticale. L'extrémité supérieure de l'hélice est fixe; l'autre extrémité étant libre porte une aiguille légère, dont la pointe indique sur un cadran des variations très-sensibles; car lorsque la température vient à changer de quelques degrés, l'argent qui occupe la concavité de l'hélice, détermine une diminution ou une augmentation de sa courbure, par l'excès de sa dilatation ou de sa contraction sur celles des deux autres métaux. Il suffit de retirer la tige qui sert d'axe à l'hélice, de la tenir quelques instants dans la main et de la replacer ensuite, pour que l'aiguille dévie d'un grand nombre de divisions. On peut en augmentant convenablement le nombre des pas de l'hélice, faire en sorte que l'aiguille parcoure un tour entier du cadran, lorsque la température varie de 0° à 100°.

FIG. 118.

On pourrait n'employer que deux métaux au lieu de trois; mais l'argent se dilatant beaucoup plus que le platine, on pourrait craindre que des variations trop brusques de température n'occasionnassent des fractures, ou la séparation des parties soudées; c'est pour cela qu'on intercale de l'or entre ces deux métaux. Au lieu d'enrouler la triple lame en hélice, on lui donne aussi quelquefois la forme d'une spirale, ou celle de la lettre U; on concevra sans peine que l'on puisse, dans ces nouveaux cas, rendre les variations de courbure sensibles au moyen de quelque mécanisme qui fasse aussi mouvoir une aiguille sur un cadran. Le thermomètre de Breguet a le grand avantage de subir très-rapidement les variations de la température, à cause de sa petite masse et du peu d'épaisseur de la lame multiple. On s'en sert en physique lorsqu'il s'agit de constater des variations de chaleur subites et légères, ou quand on veut connaître la température d'un corps qui a peu de masse.

FIG. 119.

202. D'autres thermomètres sont pareillement fondés sur la différence de dilatabilité des métaux. Dans celui de Régnier, une tige en laiton sert de corde à un arc en fer, qui est vissé à ses extrémités; la flèche de cet arc varie avec la température, à cause des dilatations et des contractions inégales que subissent les deux métaux; un mécanisme facile à concevoir rend observables les variations de grandeur de la flèche, en faisant mouvoir une aiguille sur un arc de cercle. Au lieu d'une simple tige en laiton, on emploie encore

FIG. 120.

un cylindre vertical creux: on fixe intérieurement à ses deux bases les deux extrémités de l'arc en fer, dont le milieu s'avance horizontalement dans un sens ou dans l'autre, suivant que la température de l'instrument s'élève ou s'abaisse; ce mouvement de va-et-vient est ensuite facilement transformé en un mouvement de rotation dont l'axe entraîne une aiguille extérieure. Mais les indications de ce genre d'instrument sont rendues incertaines par le mécanisme qu'il exige, et dont il est difficile d'apprécier l'inertie et le jeu intérieur.

203. De tous les thermomètres ayant pour principe la dilatation relative de deux métaux, celui qui peut donner les indications les plus précises est sans comparaison celui qu'a imaginé Borda. Il s'agissait de trouver un moyen de déterminer à chaque instant la véritable température d'une toise métallique, destinée à mesurer les bases de la grande triangulation que les savants français ont entreprise pour évaluer la grandeur du méridien et en conclure celle du mètre. Cette température étant observée à chaque pose de la toise, et le coefficient de dilatation linéaire de sa substance étant connu, on pouvait tenir compte des variations de sa longueur, et la précision de la mesure à prendre dépendait de l'exactitude de cette correction. Voici le moyen qui fut employé. Pyromètre de Borda.

Pour former la toise on choisit le platine, comme le moins dilatable des métaux; on fixa sur elle une règle de cuivre un peu moins longue, par une de ses extrémités seulement; l'autre glissait librement sur la toise, lors d'un changement de température qui dilatait le cuivre dans une plus grande proportion que le platine; cette dernière extrémité servait ainsi d'index. Pour graduer ce genre de thermomètre, on plongea successivement les deux métaux réunis dans la glace fondante et dans l'eau en ébullition; deux traits furent marqués sur la lame de platine, aux points où l'index s'arrêta à ces deux températures fixes; l'intervalle qui les séparait fut ensuite divisé en 100 parties ou degrés centigrades. Cette graduation étant faite, il suffisait d'observer avec une loupe la division qu'occupait l'extrémité libre de la règle de cuivre, pour connaître la température de la toise de platine. FIG. 121.

On a donné le nom de pyromètre de Borda à tous les thermomètres fondés sur la dilatation apparente d'un métal sur un autre. MM. Petit et Dulong se sont servis d'un instrument de cette nature pour comparer la dilatation du cuivre à celle du fer (§ 182). On a proposé ce pyromètre pour évaluer les températures des fourneaux, mais les grandes dimensions qu'on serait obligé de donner aux tiges des deux métaux, pour que leur dilatation relative devînt sensible

sans nécessiter des procédés délicats, rendraient cet instrument incommode, et limiteraient beaucoup les circonstances dans lesquelles on pourrait l'employer. D'ailleurs ses indications ne fourniraient pas des données plus précises que celles des pyromètres que nous avons décrits (§ 158), puisque les lois des dilatations des métaux au delà de 360° sont encore inconnues. L'usage du pyromètre de Borda doit donc être limité à la mesure exacte des longueurs; et c'est le thermomètre le plus parfait qu'on puisse employer dans cette circonstance, puisque la règle dont il s'agit d'évaluer les variations de grandeur servant d'échelle, la température qu'elle possède est réellement celle indiquée.

Les dilatations totales du platine et du cuivre, entre 0° et 100°, sont $\frac{1}{1131}$ et $\frac{1}{582}$ (§ 183); on en déduit que la dilatation apparente du cuivre sur le platine, entre les mêmes températures fixes est $\left(\frac{1}{582} - \frac{1}{1131}\right)$, ou $\frac{1}{1200}$ à très-peu près. Ainsi en supposant que sur la toise de Borda la régle en cuivre eût 5 pieds ou 720 lignes de longueur, la distance des deux points fixes devrait être de $\frac{3}{5}$ de ligne. D'après cela la difficulté que présente la construction d'un thermomètre de cette nature, paraît dépendre principalement de la petitesse de l'intervalle compris entre les deux points fixes, et dans lequel il faut tracer 100 divisions égales et distinctes. Mais on peut ne partager cet intervalle qu'en 5 ou 10 parties, prolonger cette graduation sur le platine, et terminer la règle de cuivre par un vernier qui permette d'apprécier les vingtièmes ou les dixièmes des divisions tracées. Si l'on avait souvent besoin de mesurer des distances avec une grande approximation, on pourrait adopter comme unité de mesure une lame de platine ayant $2^m,5$ de longueur à la température de la glace fondante, et donner $2^m,4$ à la règle en cuivre; la distance des deux points fixes serait alors de 2 millimètres; il suffirait donc d'employer un procédé capable d'apprécier une variation d'un cinquantième de millimètre, et la différence d'un décimètre entre les longueurs des deux métaux serait plus que suffisante pour y placer le micromètre convenable; la règle de platine s'allongerait de $\frac{25}{1131}$ ou de $\frac{1}{45}$ de millimètre, à chaque élévation d'un degré de température.

Corrections des densités.

204. Les corps solides et liquides éprouvant des dilatations inégales, pour une même variation de température, il est essentiel de corriger les mesures de leurs densités pour les ramener à des valeurs constantes. Nous donnerons quelques exemples de ce genre de correction. Pour obtenir la pesanteur spécifique d'un liquide, on peut

déterminer successivement les poids P et P′ des quantités d'eau et du liquide proposé qui remplissent un même flacon (§ 104), mais il faut ramener ces pesées, faites aux températures t et t', à ce qu'elles eussent été, si le flacon avait eu constamment la capacité correspondante à 0°, si l'eau avait été au maximum de condensation, et le liquide à la température de la glace fondante.

Le flacon ayant la capacité qu'il présente à t°, si l'eau qui le remplit eût été au maximum de condensation ou à 4°,108, on aurait obtenu un poids plus grand que P dans le rapport de $(1+\delta)$ à 1, δ étant la dilatation totale de l'eau de 4°,108 à t°, déduite de la formule d'interpolation que nous avons citée (§ 178). Ainsi $P(1+\delta)$ est le poids de l'eau au maximum de condensation, que le flacon contiendrait si sa capacité restait toujours la même qu'à t°. Mais à 0° cette capacité serait diminuée dans le rapport de $(1+kt)$ à 1, k étant le coefficient de la dilatation cubique du verre. Le poids de l'eau au maximum de densité, que contiendrait le flacon à 0°, serait donc $P\frac{1+\delta}{1+kt}$.

En représentant par δ' la dilatation de l'unité de volume du liquide proposé de 0° à t' degrés (§ 175), le poids de la masse de ce liquide ayant la température 0°, que contiendrait le flacon s'il conservait la même capacité qu'à t' degrés, serait $P'(1+\delta')$. Or si le flacon était à 0°, sa capacité serait diminuée dans le rapport de $(1+kt')$ à 1; donc la masse du liquide à 0°, qui serait contenue dans le flacon pareillement à 0°, pèserait $P'\cdot\frac{1+\delta'}{1+kt'}$. Il résulte de ces évaluations que la densité du liquide proposé à 0°, rapportée à celle de l'eau au maximum de condensation, s'obtiendra en divisant $P'\cdot\frac{1+\delta'}{1+kt'}$ par $P\cdot\frac{1+\delta}{1+kt}$; elle sera donc

$$\frac{P'}{P}\cdot\frac{1+\delta'}{1+\delta}\cdot\frac{1+kt}{1+kt'}.$$

Lorsqu'on prend la pesanteur spécifique d'un liquide au moyen de l'aréomètre de Farenheit (§ 107), il faut observer les températures t et t' de l'eau et du liquide, lors de la détermination des poids A et A′. On doit ensuite ramener les poids (P+A) et (P+A′) des fluides déplacés par l'aréomètre affleuré, à ce qu'ils eussent été, si l'instrument ayant et conservant la température de la glace fondante, avait été plongé dans de l'eau au maximum de condensation et dans le liquide à 0°. Par des raisonnements semblables à ceux qui précèdent, et en conservant les mêmes définitions de lettres, on trouvera facilement pour les poids corrigés

$$(P+A)\frac{1+\delta}{1+kt} \text{ et } (P+A')\frac{1+\delta'}{1+kt'},$$

et pour la pesanteur spécifique cherchée

$$\frac{P+A'}{P+A} \cdot \frac{1+\delta'}{1+\delta} \cdot \frac{1+kt}{1+kt'},$$

k étant le coefficient de dilatation cubique de la matière solide qui forme l'aréomètre.

Quand on mesure la pesanteur spécifique d'un corps solide au moyen de la balance hydrostatique, on détermine son poids P dans l'air et la perte p qu'il éprouve lorsqu'on le pèse dans l'eau, ou le poids du volume d'eau qu'il déplace. Mais il faut ramener ce poids p à celui qu'on eût obtenu, si le corps avait été à 0°, et l'eau au maximum de condensation. Soient : t la température du bain lors de l'expérience; δ la dilatation totale de l'unité de volume de l'eau, de 4°,108 à t°; et k le coefficient de dilatation cubique du corps solide proposé. Si l'eau avait la densité correspondante à 4°,108, le corps solide en déplacerait un poids $p(1+\delta)$, en supposant qu'il conservât le même volume qu'à t°. Mais si la température était en même temps abaissée à 0°, son volume diminué dans le rapport de $(1+kt)$ à 1, ne déplacerait plus qu'un poids $p\frac{1+\delta}{1+kt}$ d'eau au maximum de condensation. On a donc $\frac{P}{p} \cdot \frac{1+kt}{1+\delta}$ pour la densité corrigée du corps solide proposé.

Lorsqu'on veut employer l'aréomètre de Nicholson pour obtenir exactement la densité d'un corps solide (§ 107), l'instrument devant toujours être affleuré dans une même masse d'eau, on peut faire en sorte que la température de ce bain reste constante, lors de la détermination des trois poids A, A', A''. Il faut choisir à cet effet un lieu d'observation dont la température connue t ne puisse pas varier brusquement, attendre que le bain soit en équilibre de chaleur avec les corps environnants, et rapprocher autant que possible les trois observations. Si ces circonstances sont obtenues, la pesanteur spécifique corrigée sera, comme dans le cas précédent, $\frac{A-A'}{A''-A'} \cdot \frac{1+kt}{1+\delta}$; k étant le coefficient de dilatation cubique du corps solide éprouvé. Sans ces précautions, les températures étant différentes aux époques des trois affleurements, les poids observés exigeraient des corrections beaucoup plus nombreuses; il faudrait alors connaître le poids de l'instrument, et avoir égard aux variations de son volume ; mais dans ce cas la formule définitive exigerait des calculs numériques trop compliqués, pour que l'aréomètre de Nicholson pût être employé avec avantage.

Densités des gaz.

205. Les corrections qu'on est obligé de faire aux pesanteurs spécifiques des corps solides et liquides, à cause de la variation des

rapports de leurs densités lorsque la température change, ne sont plus absolument nécessaires quand il s'agit des gaz; car pourvu que leur température et leur force élastique soient les mêmes, les rapports de leurs densités restent constants, quelle que soit leur température commune. Mais il est très-difficile de les comparer à la même température et à la même pression ; ce qui exige des corrections d'une autre nature. On rapporte ordinairement la densité d'un fluide élastique à celle de l'air. Pour en déduire ensuite sa densité par rapport à l'eau, il suffit de connaître le rapport des poids d'un même volume d'air et d'eau dans des circonstances données.

Le procédé qu'on emploie pour déterminer la densité d'un gaz est semblable à celui dont on se sert pour les liquides. On remplit successivement un même vase d'air et du gaz proposé, pour le peser dans ces deux circonstances différentes; on retranche des poids obtenus, celui du vase vide de toute matière pondérable, et le rapport des deux différences est la pesanteur spécifique cherchée. Mais cette série d'opérations, très-simples en apparence, exige beaucoup de précautions et de corrections, pour conduire à des résultats exacts. On prend ordinairement un ballon de verre dont le goulot est muni d'un robinet, et taraudé sur la paroi intérieure, afin de pouvoir le visser sur la machine pneumatique, y faire le vide et le fermer. Comme il est impossible de faire le vide complétement, on s'arrange de manière que l'éprouvette indique toujours, à la fin de l'opération, une même pression e d'un certain nombre de millimètres de mercure, toutes les fois qu'on enlève un gaz contenu dans le ballon.

Comme les liquides donnent des vapeurs à toutes les températures, la recherche de la densité proposée se trouverait très-compliquée, si l'on ne séparait pas le gaz que l'on introduit dans le ballon, de la vapeur du liquide sur lequel on l'a recueilli. Ordinairement on le fait passer de la cloche au ballon en disposant sur son trajet des matières très-desséchantes que la chimie indique, telles que du chlorure de calcium calciné, de la potasse ou de la chaux caustique. FIG. 122.

Il est inutile de connaître la capacité du ballon; mais il faut déterminer exactement la pression et la température du gaz introduit; on s'arrange de manière qu'elles soient celles de l'air extérieur. On se sert à cette effet d'un tube doublement recourbé qui contient du mercure, dont le niveau doit être le même dans deux de ses branches, desquelles l'une communique avec l'atmosphère, et l'autre avec l'intérieur de l'appareil; on abaisse la cloche dans la

cuve jusqu'à ce que cette égalité de niveau soit établie, et l'on ferme alors le robinet du ballon. On attend ensuite, avant de peser, que le gaz ait pris la température du lieu.

Lorsque ayant pesé le ballon plein d'un gaz, on voudra y introduire un autre fluide élastique, il faudra faire le vide, le remplir de ce fluide, le vider encore jusqu'à l'élasticité convenue e, le peser ainsi vide, et enfin le remplir de nouveau du même gaz, en prenant toutes les précautions précédentes. En faisant ainsi une pesée du ballon vide entre deux pesées de ce ballon plein, on rend insensible l'erreur qui pourrait résulter de la variation de poids de l'air extérieur déplacé par l'appareil; car le poids réel du ballon à chaque pesée, est celui que l'on obtient augmenté du poids de l'air qu'il déplace dans l'atmosphère. Si cette dernière quantité restait constamment la même pendant toute la série des opérations, il serait inutile d'y avoir égard, puisqu'elle disparaîtrait en prenant la différence des poids du ballon, plein d'un gaz et vide. Or on peut admettre cette constance de valeur, lorsque les déterminations de ces poids sont très-approchées; il faudra pour cela retrancher de chaque pesée du ballon plein, la pesée à vide qui l'a immédiatement précédée.

Soient x, y, les poids des quantités des deux gaz qui rempliraient le ballon, sous la pression de $0^m,76$ de mercure, et à la température $0°$; ϖ, P, les poids obtenus en pesant successivement le ballon vide, et plein du premier gaz sous la pression atmosphérique E, et à la température t; ϖ', P', les poids obtenus en pesant successivement le ballon vide et plein du second gaz sous la pression atmosphérique E', et à la température t; enfin K le coefficient de la dilatation du verre. $(P - \varpi)$ sera le poids du premier gaz qui remplirait le ballon sous la pression $(E - e)$, et à la température t'; si la pression devenait $0^m,76$, la température restant t, ce poids serait $(P - \varpi)\frac{0^m,76}{E-e}$; enfin si, la pression étant toujours $0^m,76$, la température devenait $0°$, ce qui diminuerait la capacité du ballon dans le rapport de $(1 + Kt)$ à 1, et augmenterait la densité du gaz dans le rapport de 267 à $267 + t$, on aurait

$$x = (P - \varpi)\frac{0^m,76}{E-e}\cdot\frac{267+t}{267}\cdot\frac{1}{1+Kt}.$$

On trouverait de la même manière

$$y = (P' - \varpi')\frac{0^m,76}{E'-e}\cdot\frac{267+t'}{267}\cdot\frac{1}{1+Kt'}.$$

Si le premier gaz est l'air, la densité du second sera donnée par la formule

$$\frac{x}{y} = \frac{P'-\varpi'}{P-\varpi}\cdot\frac{E-e}{E'-e}\cdot\frac{267+t'}{267+t}\cdot\frac{1+Kt}{1+Kt'}.$$

206. Quand les fluides élastiques que l'on éprouve attaquent les robinets de métal, on ne peut plus se servir du procédé qui vient d'être décrit. Alors on prend un flacon bouché à l'émeri, dans lequel on introduit le tube conduisant le fluide élastique, qui déplace et chasse l'air; en sorte qu'au bout d'un temps suffisant, pendant lequel le gaz afflue, on peut regarder le flacon comme purgé d'air et plein du gaz proposé; on ferme alors le flacon avec son bouchon de verre, qui doit toujours être enfoncé de la même quantité. Suivant que le vase est plus léger ou plus lourd que l'air, le flacon doit être renversé ou droit, pendant l'opération précédente.

Le volume V du flacon doit être connu d'avance, par un jaugeage au mercure ou à l'eau. Le flacon pesé successivement plein d'air et du gaz proposé, ayant ensuite donné les poids ϖ et P, $(P-\varpi)$ sera l'excès du poids du gaz sur celui de l'air, en sorte que si ce dernier était connu, le premier le serait aussi, et leur rapport donnerait la densité du gaz proposé. Les deux pesées peuvent être assez rapprochées pour que la pression atmosphérique et la température du lieu n'aient pas changé de l'une à l'autre; ce qui dispense de faire des corrections. Il est important que le gaz et l'air soient introduits parfaitement secs dans le flacon.

Il suffit donc de connaître le poids de l'unité de volume d'air sec, sous la pression atmosphérique h qui existe pendant l'expérience, et à la température t des corps environnants. Or on sait qu'un litre d'air sec, sous la pression de $0^m,76$ et à 0° pèse $1^{gr.},3$; on aura d'après cela $1^{gr.},3\,\frac{h}{0,76}\cdot\frac{267}{267+t}$, pour le poids d'un litre d'air lors de l'expérience; multipliant cette quantité par le nombre V de litres, ou décimètres cubes, que comprend la capacité du flacon, on aura le poids p de l'air qu'il peut contenir; ce qui donnera $\frac{P-\varpi+p}{p}$ pour la densité cherchée.

207. Pour déterminer le poids d'un litre d'air sec à 0°, et sous la pression normale $0^m,76$, on peut se servir du procédé décrit au § 205. On pèse un ballon de verre, d'abord vide ou ne contenant plus que de l'air à une faible pression e, puis plein d'air parfaitement desséché, introduit sous une pression atmosphérique E, et à la température t. Si ϖ et P sont les deux poids obtenus, la masse d'air sec qui remplirait le ballon à 0°, sous la pression $0^m,76$, pèserait $x=(P-\varpi)\,\frac{0,76}{E-e}\cdot\frac{267+t}{267}\cdot\frac{1}{1+kt}$, k étant le coefficient de dilatation cubique du verre. Il faut ensuite connaître la capacité du ballon de verre à la température de la glace fondante; pour cela on le pèse successivement vide et plein d'eau distillée. Si ϖ' et P' sont

Mesure du poids de l'air.

les deux poids obtenus évalués en kilogrammes, et t' la température du liquide, on en déduira facilement que l'eau au maximum de densité, qui remplirait le ballon à 0°, pèserait $(P'-\varpi')\frac{1+\delta}{1+kt'}$ kilogrammes (§ 204); δ étant la dilatation totale qu'éprouve l'unité de volume de l'eau, en passant de 4°,108 à t'°. Or un kilogramme d'eau au maximum de condensation occupe un décimètre cube, ou un litre, le nombre $V=(P'-\varpi')\frac{1+\delta}{1+kt'}$ représentera donc la capacité du ballon à 0°, évaluée en litres. Les deux nombres x et V étant ainsi calculés, la fraction $\frac{x}{V}$ donnera le poids d'un litre d'air sec à 0° et sous la pression $0^{m},76$.

Densité de l'air.

208. Lorsque les opérations précédentes sont faites avec tout le soin nécessaire, le quotient $\frac{x}{V}$ est toujours trouvé égal à $1^{gr.},3$. Or un litre ou un décimètre cube d'eau à 4°,108 pèse 1000 grammes, la fraction $\frac{1,3}{1000}$ ou $\frac{1}{770}$ représente donc la densité de l'air rapportée à celle de l'eau. Ces valeurs numériques sont utiles dans un grand nombre de recherches physiques. Par exemple, lorsque l'on connaît la densité d'un gaz comparée à celle de l'air (§ 205 ou 206), il suffit de la multiplier par 0,0013 ou $\frac{1}{770}$ pour la rapporter à celle de l'eau au maximum de condensation. En divisant $\frac{1}{770}$ par 13,59 on obtient $\frac{1}{10466}$ pour le rapport de la densité de l'air à celle du mercure, qui sert dans plusieurs occasions. Enfin lorsque l'on connaît le volume V d'un corps solide évalué en litres, et son poids P obtenu par une pesée faite dans l'air, à la température t et sous la pression barométrique h, il faut ajouter à P le poids

$$p=V.1^{gr.},3\cdot\frac{0,76}{h}\cdot\frac{267}{267+t}$$

de l'air déplacé, pour avoir le poids du corps dans le vide. Il faut remarquer toutefois que la correction p, donnée par la formule précédente, ne serait exacte que si l'atmosphère qui entoure le corps pesé était parfaitement desséchée. Nous donnerons par la suite le moyen d'évaluer le poids d'un litre d'air ordinaire, qui contient toujours une certaine quantité de vapeur d'eau.

TREIZIÈME LEÇON.

De la chaleur rayonnante. Rayons de chaleur. — Chaleur réfléchie. Réflecteurs. — Vitesse de la chaleur rayonnante. Hypothèses sur la chaleur. — Loi du refroidissement de Newton. — Constance des fractions de chaleur émise, reçue, réfléchie. — Appareil de Leslie. — Lois de la chaleur rayonnante, reçue à distance, émise obliquement.

---

209. Dans l'étude des phénomènes de la dilatation les corps sont successivement exposés à des températures diverses, mais fixes ou constantes; on compare entre eux les différents états d'équilibre que l'intensité plus ou moins grande de la chaleur peut déterminer dans un espace limité, ou les changements de volume et de densité qu'ont subis les corps contenus dans cet espace lorsqu'il est passé d'un état d'équilibre à un autre. Les résultats fournis par cette étude permettent de calculer d'avance le volume ou la densité que devra présenter un corps donné, quand on l'exposera à une certaine température. En un mot ce genre de recherche ne considère la chaleur qu'à l'état statique. Mais pour reconnaître les propriétés et les lois de cet agent naturel, il faut principalement étudier son état dynamique, c'est-à-dire chercher comment les corps changent de température, ou de quelle manière varie l'intensité de la chaleur. De la chaleur en mouvement.

Lorsqu'un corps retiré d'un lieu où il partageait une température déterminée, et possédait une quantité de chaleur correspondante, est ensuite transporté dans un autre lieu où la température est différente ; soit qu'on l'isole au milieu d'une enveloppe solide vide de toute matière pondérable ou contenant un fluide élastique, soit qu'on le plonge dans un bain de liquide , soit qu'on le mette en contact avec une masse solide; dans toutes ces circonstances l'expérience prouve que la température primitive du corps s'élève ou s'abaisse progressivement, jusqu'à ce qu'elle ait atteint celle des corps qui l'avoisinent ou l'entourent. Or cet équilibre définitif une fois établi, le corps a perdu ou gagné une certaine quantité de chaleur, qu'il a cédée ou enlevée aux milieux environnants. La

chaleur peut donc se transmettre d'un corps à un autre; ce sont les lois de cette transmission ou de cette propagation qu'il s'agit de découvrir. Elle s'opère dans deux circonstances très-différentes, au moins en apparence, suivant que les corps entre lesquels l'échange de chaleur a lieu sont éloignés les uns des autres, ou bien sont en contact. De là résultent deux sortes d'établissement de l'équilibre de température, par rayonnement et par communication. Il importe d'étudier d'abord le premier.

210. Un grand nombre de faits prouvent que la chaleur se transmet à distance. Par exemple, un corps très-chaud, ou le foyer d'une combustion très-active, peuvent agir sur nos organes quoique étant très-éloignés; et cette action ne dépend pas de la présence de l'air, car elle se manifeste encore quand une portion de l'espace qui nous sépare de la source de chaleur est vide de tout fluide élastique pondérable. On peut prouver en effet par l'expérience suivante, imaginée par Rumford, que la chaleur se transmet dans le vide aussi bien qu'à travers les gaz.

On prend un matras ou ballon de verre percé de deux ouvertures diamétralement opposées; l'une d'elles sert à introduire un thermomètre dont le réservoir doit occuper le milieu du ballon; sa tige est ensuite soudée aux bords mêmes de l'orifice, qui se trouve fermé par cette opération; enfin à la seconde ouverture on soude un tube assez étroit, plus long que les hauteurs ordinaires de la
FIG. 123. colonne barométrique. L'appareil étant ainsi préparé, on le remplit entièrement de mercure; le tube étant ensuite plongé verticalement, de bas en haut, dans un bain du même liquide suffisamment profond, on le soulève jusqu'à ce qu'il ne plonge plus que d'une petite portion dans la cuve; le matras est alors vide de toute matière pondérable.

Tout le système étant maintenu dans cette position, on ramollit au chalumeau la soudure du tube et du ballon, et on les sépare en fermant toute communication avec l'air extérieur. Or en plongeant le ballon détaché dans l'eau bouillante, on voit le mercure monter rapidement dans le thermomètre; ce qui ne peut avoir lieu que par la transmission de la chaleur dans le vide. Car on peut s'assurer que l'augmentation de température, résultant de la chaleur qui pourrait être communiquée par les parois et la tige du thermomètre, ne serait pas sensible. En effet, la tige a été soudée primitivement par son extrémité à la partie supérieure de la paroi interne du ballon, et si l'on place la main sur cette soudure, tandis que le fond de l'appareil est plongé dans le bain chaud, on n'éprouve d'abord

aucune sensation de chaleur, quoique le thermomètre indique déjà une température de beaucoup supérieure à celle qu'on pourrait supporter.

211. On appelle chaleur rayonnante celle qui se communique ainsi dans le vide ou à travers des fluides élastiques, qui s'opposent en partie à cette transmission plutôt qu'ils ne la favorisent. On donne le nom de ***rayon de chaleur*** à toute ligne droite menée du corps chaud aux corps qu'il échauffe, ou à toute direction suivant laquelle de la chaleur peut se propager. Souvent on admet des intensités inégales dans les rayons de chaleur; il faut entendre par là que les corps vers lesquels ils se dirigent éprouvent des changements de densité ou des accroissements de température plus ou moins rapides, et indiquent conséquemment des quantités différentes de chaleur transmise. Dans d'autres circonstances l'inégalité des effets produits sous l'influence des rayons de chaleur paraît devoir être attribuée plutôt à leur nombre plus ou moins grand qu'à des différences d'intensité. Mais ces distinctions n'ont rien d'absolu, elles servent uniquement à énoncer les lois de la chaleur rayonnante, et à séparer les phénomènes qu'elles régissent. Rayons de chaleur.

Des expériences que nous citerons plus tard prouvent que la chaleur se transmet aussi par rayonnement à travers certains corps solides, et qu'elle peut acquérir dans ce trajet des propriétés particulières qui la distinguent essentiellement de la chaleur rayonnée dans le vide ou les gaz. En outre il est facile de reconnaître que les rayons partis de sources de chaleur lumineuses ou obscures sont inégalement transmis à travers certains milieux solides ou liquides. Ces faits établissent des différences réelles entre les rayons de chaleur qui paraissent dépendre, non de leur intensité ou de leur quantité, mais de leur qualité même. Le rayonnement de la chaleur, et les faits que nous venons de citer, établissent une grande analogie entre la transmission de la chaleur et celle de la lumière. Cette identité de marche devient plus évidente encore par les expériences suivantes, qui prouvent que la chaleur se réfléchit à la surface des corps comme la lumière.

212. Lorsqu'un rayon de lumière rencontre obliquement un corps poli, il se réfléchit en faisant avec la normale à la surface atteinte un angle dit de réflexion égal à celui d'incidence, et de telle manière que le plan passant par les rayons incident et réfléchi est lui-même normal au corps. Cette loi générale se reconnaît facilement par l'expérience, ainsi que nous le verrons dans la suite (quarante-septième leçon). On en déduit que lorsqu'un faisceau de Réflexion de la chaleur.

rayons lumineux parallèles tombe sur une portion de surface sphé-
FIG. 124. rique concave et polie, ils vont tous passer après leur réflexion par un même point, situé au milieu du rayon de la sphère parallèle aux rayons lumineux incidents, et auquel on donne le nom de foyer du miroir. Il faut pour cela que la surface réfléchissante soit peu étendue relativement à la sphère dont elle fait partie, sans quoi la propriété dont il s'agit n'aurait plus lieu, c'est-à-dire que les rayons réfléchis ne concourraient pas sensiblement en un même point.

Or si la chaleur tombant en faisceau de rayons parallèles sur la surface d'un miroir sphérique concave, donne lieu à une augmentation de température au foyer de ce miroir, on devra en conclure que la chaleur rayonnante se réfléchit suivant la même loi que la lumière. Pour vérifier s'il en est ainsi, il serait difficile de se procurer directement un faisceau de rayons de chaleur parallèles entre eux; mais si l'on dispose à une certaine distance du premier miroir une seconde surface réfléchissante, et qu'on place un corps chaud au milieu de celui des rayons de ce nouveau miroir dont le prolongement passe par le centre du premier, la chaleur émise par le corps chaud devra se réfléchir sur cette seconde surface en faisceau de rayons parallèles, si la loi précédente est applicable à la chaleur.

On placera donc en regard l'un de l'autre deux miroirs sphéri-
FIG. 125. ques en cuivre poli, MM, M'M'; si leurs centres C et C' sont connus, leurs foyers F et F', milieux des rayons $\overline{AC}$ et $\overline{A'C'}$, le seront pareillement. Autrement on pourra déterminer la position de ces foyers en présentant un corps lumineux sur l'axe $\overline{CC'}$, à une grande distance de chaque miroir, et cherchant le point du même axe où il faut placer un verre dépoli pour que l'image réfléchie du corps lumineux y soit le plus nette possible. Or si l'on dispose un corps chaud en F', un thermomètre placé en F s'élève beaucoup plus que si l'on écartait les deux miroirs ou même un seul d'entre eux. Si le corps chaud est un boulet de fer rouge, de l'amadou mis en F peut s'enflammer, quoique la distance $\overline{FF'}$ soit considérable. Ces expériences prouvent évidemment que la chaleur rayonnante se réfléchit à la surface des corps suivant la même loi que la lumière.

213. On peut prouver aussi que la réflexion de la chaleur s'opère
FIG. 126. dans le vide comme dans l'air. Sous le récipient de la machine pneumatique on dispose deux petits miroirs sphériques ou paraboliques en cuivre argenté, en regard l'un de l'autre, et de manière que leur axe commun soit vertical; on fixe à l'un des foyers la boule d'un thermomètre, et à l'autre un fil de platine suffisamment fin, roulé en spirale,

et dont les extrémités sont attachées à deux tiges de cuivre horizontales qui traversent les parois du récipient. Après avoir fait le vide, on met les extrémités libres de ces deux tiges élastiques en communication avec les deux pôles d'une pile voltaïque; un courant électrique parcourt alors la spirale de platine qui ne tarde pas à devenir incandescente. On a ainsi une source de chaleur dans le vide au foyer de l'un des miroirs, et le thermomètre indique alors un accroissement de température très-sensible à l'autre foyer. Cet effet ne peut être attribué qu'à de la chaleur réfléchie, car en écartant les deux miroirs ou même un seul, faisant le vide de nouveau et rétablissant l'incandescence du platine, le thermomètre indique un accroissement de température nul ou beaucoup plus faible que dans le cas précédent.

214. La propriété que possède la chaleur d'être réfléchie à la surface des corps polis, est très-utile pour étudier les lois de son rayonnement. Des rayons ayant une intensité trop faible, ou étant trop disséminés pour produire des effets sensibles, peuvent en se réfléchissant sur un miroir courbe converger vers un même foyer où leurs actions réunies deviennent appréciables. Si ces rayons de chaleur formaient toujours un faisceau cylindrique, on pourrait se servir pour les réunir en un même point d'un miroir parabolique, en disposant son axe parallèlement à leur direction commune; la loi de la réflexion et la forme de la surface réfléchissante produiraient la concentration voulue au foyer géométrique du miroir. Réflecteurs. Fig. 127.

Mais lorsque les rayons sont divergents et forment ainsi un faisceau conique ayant son sommet à la source de chaleur, ce qui est le cas le plus ordinaire, il faudrait employer deux miroirs paraboliques en regard l'un de l'autre, de manière que leurs axes se confondissent; le sommet du cône formé par les rayons de chaleur étant placé à l'un des foyers, le premier réflecteur les rendrait parallèles à l'axe, le second les réunirait ensuite à son foyer. Mais dans ce cas d'un faisceau conique, il vaut mieux se servir d'un miroir sphérique, qui peut produire à lui seul l'effet désiré; car il importe de diminuer le nombre des réflexions, chacune d'elles donnant lieu à une perte de chaleur ou à une diminution d'intensité dans le rayon brisé.

Des considérations géométriques fort simples prouvent en effet que les rayons lumineux ou calorifiques émis d'un point P situé au delà du centre C d'un miroir sphérique dont l'arc méridien est d'un petit nombre de degrés, viennent concourir, après leur réflexion,

FIG. 128. à très-peu près en un même point P′ situé sur $\overline{PC}$, entre le centre C et le milieu F du rayon $\overline{CA}$. Le point P′ est dit le foyer conjugué du point P; F est le foyer principal où concourraient les rayons réfléchis s'ils arrivaient tous parallèlement à $\overline{PC}$. En désignant par p, p', f, les distances des points P, P′, F, au miroir, on a entre ces longueurs la relation $\frac{1}{p}+\frac{1}{p'}=\frac{1}{f}$. Ces propositions seront démontrées lorsque nous étudierons les propriétés de la lumière réfléchie. On peut donc concentrer directement, avec un seul miroir sphérique, les rayons émis en faisceau conique par une source de chaleur, ce que ne pourrait faire un seul miroir parabolique.

D'après la formule $\frac{1}{p}+\frac{1}{p'}=\frac{1}{f}$, si p surpassant toujours f est moindre ou plus grand que $2f$, p' doit être au contraire plus grand ou moindre que $2f$; si $p=f$, p' est nécessairement négatif; enfin si p était négatif, p' serait de nouveau positif et moindre que f. Ainsi lorsque la source de chaleur P est au delà du centre du miroir sphérique, ou en deçà, mais toujours plus loin que F, le foyer conju-
FIG. 129. gué P′ est au contraire en deçà ou au delà du même centre; c'est-à-dire que le cône des rayons réfléchis est plus ou moins ouvert que celui des rayons incidents. Si P se confond avec F, les rayons réfléchis forment un faisceau cylindrique. Lorsque P est en deçà de F, le faisceau réfléchi est encore conique, mais divergent, c'est-à-dire qu'il doit sembler parti d'un point situé derrière le miroir. Enfin si le faisceau des rayons incidents tombe convergent sur le réflecteur, les rayons réfléchis se réunissent réellement en un point P′ situé en deçà du foyer F.

Dans l'expérience du § 212, le corps chaud ayant une certaine étendue, un seul de ses points se trouve à l'un des foyers F′, et le faisceau conique de rayons qui en émane est le seul qui devienne cylindrique après la première réflexion pour converger à l'autre
FIG. 130. foyer F après la seconde. Mais les points du corps chaud peu distants de F′ émettent pareillement des rayons qui, renvoyés par le premier réflecteur en cônes divergents ou convergents sur le second, se réunissent ensuite en des points différents de F, mais très-voisins, en sorte que la boule du thermomètre peut aussi les recevoir. Les miroirs sphériques multiplient donc le nombre des points où la chaleur réfléchie se concentre, et rendent ainsi l'effet plus sensible. D'après ces considérations, il convient de préférer dans l'étude de la chaleur rayonnante les miroirs sphériques aux réflecteurs paraboliques, dont la construction offre d'ailleurs plus de difficulté.

Vitesse de la chaleur rayonnante. 215. La chaleur rayonnante paraît se transmettre instantanément à la surface de la terre : lorsque, dans l'expérience du § 212, les

miroirs sont à une distance de 60 pieds l'un de l'autre, et qu'un écran placé près du corps chaud intercepte d'abord le faisceau de rayons parallèles, on n'aperçoit aucun instant appréciable entre l'époque où l'on retire cet écran et celle où les effets dus à la concentration de la chaleur commencent à se manifester au foyer opposé. D'ailleurs la lumière solaire, et la plupart des lumières artificielles, sont constamment accompagnées par des rayons de chaleur, ce qui assigne une même origine aux phénomènes lumineux et calorifiques ; les rayons de chaleur et de lumière varient d'intensité suivant *les* mêmes lois, et se comportent d'une manière analogue en passant d'un milieu dans un autre ; il y a lieu de penser que cette communauté d'origine et cette identité de marche entraînent la nécessité d'un rapport fini entre les vitesses de propagation.

D'autres faits paraissent même prouver que la chaleur peut se transformer en lumière ou réciproquement, et tout porte à croire que cette transformation ne peut changer la vitesse de transmission de l'un de ces agents, de telle sorte qu'elle cesse d'être comparable à sa première valeur. On doit admettre d'après cela que la chaleur rayonnante se propage avec une vitesse du même ordre de grandeur que celle de la lumière. Or des observations astronomiques, que nous aurons l'occasion de citer, prouvent que la lumière n'emploie que 8 minutes à venir du soleil à la terre, ce qui donne pour sa vitesse de propagation environ 70000 lieues par seconde ; ce serait donc avec une rapidité semblable que la chaleur rayonnerait dans le vide et les milieux qu'elle traverse librement.

216. On a imaginé deux hypothèses différentes pour expliquer les phénomènes calorifiques. Dans l'une on regarde la chaleur comme une matière impondérable et très-subtile, lancée d'un corps à l'autre avec une vitesse comparable à celle de la lumière, et qu'il est conséquemment impossible de mesurer directement à la surface de la terre. La chaleur à l'état de combinaison dans l'intérieur des corps peut s'échapper par leur surface extérieure. Lorsque ses rayons, pouvant traverser les fluides élastiques, rencontrent un corps solide ou liquide, une grande partie est réfléchie, une autre est absorbée, perd sa nature rayonnante et produit d'autres phénomènes. Tel est le système de l'émission ; la chaleur considérée alors comme un fluide transportable et susceptible de se combiner en masse plus ou moins grande avec les molécules pondérables, prend plus particulièrement le nom de *calorique*.

Hypothèses sur la chaleur.

L'autre hypothèse, celle des ondulations, consiste à imaginer dans toutes les parties des corps chauds des mouvements oscilla-

toires dont l'amplitude est extrêmement petite et la rapidité très-grande, quoique pouvant varier entre des limites assez étendues. Ces mouvements se transmettent par un milieu auquel on donne le nom d'*éther*, et qui existe partout, dans le vide comme entre les particules matérielles des corps pondérables. L'éther peut emprunter et communiquer les mouvements vibratoires aux molécules de tous les corps. Ainsi le fluide éthéré, dont l'hypothèse présente suppose l'existence, n'est pas transporté d'un corps chaud aux corps froids qu'il influence, mais sert à transmettre le mouvement vibratoire dont l'intensité variable constitue la quantité de la chaleur. On verra un exemple de la transmission des mouvements vibratoires par l'intermédiaire des fluides élastiques dans la théorie du son; les vibrations calorifiques sont ainsi analogues aux vibrations sonores; mais on doit les regarder comme infiniment plus courtes et plus rapides; il ne faut pas oublier en outre qu'elles se transmettent par un fluide impondérable. Tel est le système des ondes calorifiques.

Ainsi dans la première hypothèse on admet qu'une molécule de chaleur peut être transportée comme la lumière à 70000 lieues dans l'intervalle d'une seconde de temps; dans l'autre c'est un mouvement vibratoire qui se transmet avec cette vitesse. Nous verrons par la suite que ces deux hypothèses ont été pareillement imaginées pour expliquer les phénomènes lumineux, et que pour ces phénomènes le système des ondulations conduit à des explications beaucoup plus complètes que celui de l'émission. Dans la théorie physique de la chaleur, l'hypothèse des ondulations ne donne pas, il est vrai, un moyen aussi satisfaisant d'expliquer tous les faits qui s'y rapportent, mais celle de l'émission, quoique plus simple en apparence, est en contradiction manifeste avec plusieurs phénomènes importants, et ne paraît avoir aucune réalité.

Quoi qu'il en soit, pour étudier et constater les propriétés de la chaleur rayonnante, il n'est pas indispensable d'adopter une idée particulière sur la nature du calorique; on peut exposer les faits quelle que soit d'ailleurs la cause inconnue qui les produit. Telle est la marche que nous suivrons; et s'il nous arrive d'employer des expressions qui paraissent se rapporter plus spécialement à l'une des deux hypothèses qui viennent d'être définies, ce sera uniquement dans le but de coordonner les faits et d'en simplifier l'énoncé. Nous continuerons d'entendre par quantité de la chaleur l'énergie ou l'intensité de la cause inconnue des changements de densité et d'état des corps pondérables. Dans l'hypothèse de l'émission cette

quantité est la masse du calorique; dans celle des ondulations c'est la force vive des mouvements propagés, ou le quarré de l'amplitude des vibrations.

217. Lorsque la température τ d'un corps n'excède que d'un petit nombre de degrés θ, celle constante de l'enceinte où il se refroidit, on peut admettre que cette température τ diminue à chaque instant d'une quantité proportionnelle à l'excès θ. Car dans tous les cas le refroidissement qui s'opère dans un temps très-court, est une certaine fonction de l'excès θ qui doit s'évanouir avec la variable; si donc on suppose cette fonction développée, elle peut se réduire au terme contenant la première puissance de θ, lorsque cet excès est suffisamment petit. Cette conclusion analytique est d'ailleurs indépendante de la mesure adoptée pour évaluer les températures. Loi du refroidissement de Newton.

On est ainsi conduit à la loi du refroidissement admise en principe par Newton, savoir: que la fraction de degré perdue dans un instant très-court par un corps qui se refroidit, est proportionnelle à l'excès de sa température sur celle des corps environnants. Si cette loi avait réellement lieu, quelque grand que fût l'excès, il faudrait en conclure que la quantité du refroidissement, ou la fonction précédente, est dans tous les cas proportionnelle à sa variable. Or l'expérience démontre qu'il n'en est pas ainsi; mais elle indique cependant que, lorsque la température du corps qui se refroidit ne dépasse que de 10 à 20° tout au plus celle de l'enceinte, la loi précédente peut être regardée comme suffisamment exacte.

Ce dernier résultat se vérifie au moyen d'un thermomètre différentiel construit avec soin, que l'on dispose à l'abri des courants d'air, dans un lieu dont la température ne puisse éprouver de changements rapides; une règle divisée en millimètres doit être placée parallèlement à la branche qui contient la graduation. Si l'on échauffe d'abord l'une des deux boules en la tenant avec la main, l'index se déplace et finit par atteindre une position stationnaire; on mesure son écart total ou le nombre n de millimètres qui le sépare alors de sa position primitive; puis abandonnant la boule échauffée à son refroidissement, on observe les écarts n', n'', n''',... existant après des intervalles de temps égaux entre eux, par exemple de dix secondes en dix secondes.

Or les nombres n, n', n'', n''', forment toujours à très-peu près une progression géométrique décroissante; et comme ces nombres peuvent représenter l'excès variable θ des températures de la boule qui se refroidit sur celle des corps environnants, aux époques des observations, on en conclut que si θ n'est pas très-grand, il peut

être considéré comme lié au temps t, par une équation de la forme $\theta = m^{-t}$; m étant un nombre constant. On a ainsi pour l'abaissement de température $-d\theta$, qui a lieu dans un instant infiniment petit dt, à une époque t, ou lorsque l'excès de température est θ, une expression de la forme $-d\theta = m^{-t}.\log. m.dt$, ou $-d\theta = \theta.\log. m.dt$; et c'est précisément la loi du refroidissement admise par Newton, telle qu'elle a été énoncée plus haut.

Si la boule échauffée a été primitivement recouverte d'une feuille d'or, d'argent, de papier, ou de toute autre enveloppe solide, la même loi s'observe encore; il arrive seulement que la raison de la progression décroissante que paraissent former les écarts n, n', n'', n''', est différente pour chaque substance. Lorsqu'au lieu d'échauffer une des boules, on la refroidit d'abord, en maintenant en contact avec elle un vase métallique rempli de glace, jusqu'à ce que l'index écarté du zéro de la graduation soit devenu stationnaire; puis qu'on observe de la même manière durant l'échauffement les écarts successifs à des intervalles de temps égaux entre eux, on trouve toujours qu'ils décroissent sensiblement comme les termes d'une progression géométrique. D'où l'on peut conclure aussi que la fraction de degré acquise pendant un temps très-court par un corps qui s'échauffe, est proportionnelle à l'excès de la température de l'enceinte sur celle de ce corps, tant que l'excès primitif ne dépasse pas une certaine limite.

Mais si l'on observe le refroidissement ou l'échauffement d'un thermomètre à mercure dont la température primitive, obtenue par l'immersion dans un bain chaud ou froid, est plus élevée ou plus basse de 40° que celle de l'enceinte, les excès observés à des intervalles de temps égaux diffèrent très-sensiblement des termes d'une progression géométrique. Ainsi la loi du refroidissement de Newton n'est qu'une loi approchée, et ne peut être admise que pour de faibles excès de température. Entre les limites qui permettent de l'adopter, cette loi peut être énoncée en d'autres termes, ou considérée sous un autre point de vue, ainsi qu'il suit.

Vitesse du refroidissement.

218. Le corps soumis au refroidissement possède une quantité totale de chaleur qui surpasse de q celle qu'il contiendrait s'il était en équilibre de température avec l'enceinte; q est nécessairement une fonction de θ s'évanouissant avec cet excès, et qui peut être regardée comme proportionnelle aux petites valeurs de sa variable. Ainsi dans ces circonstances on peut prendre pour mesure de la quantité de chaleur q que le corps a encore à perdre, l'excès θ de sa température sur celle de l'enceinte. De plus la chaleur perdue

dans un instant dt est aussi proportionnelle à $-d\theta$; et si le flux qui occasionne cette perte pouvait conserver la même intensité durant un certain temps, c'est-à-dire si l'excès θ était maintenu stationnaire par une cause particulière, la quantité de chaleur V, que ce flux constant ferait écouler dans l'unité de temps, serait proportionnelle à $-\frac{d\theta}{dt}$, ou à θ, d'après la loi précédente. On peut donc poser $V = A\theta$, ou $V = Bq$; A et B étant des coefficients constants.

Or d'après sa définition, le nombre V peut être évidemment considéré comme la vitesse variable avec laquelle s'écoule l'excès de chaleur q; cette vitesse de l'écoulement ou du flux de chaleur est donc proportionnelle à l'excès de la température. Ou, en d'autres termes, la chaleur perdue dans un temps très-court par un corps qui se refroidit est proportionnelle à l'excès de sa température sur celle de l'enceinte, ou à la quantité totale de chaleur qui doit abandonner le corps, tant que cet excès et cette quantité ne surpassent pas certaines limites. On peut dire pareillement, et avec la même restriction, que la chaleur gagnée dans un temps très-court par un corps qui s'échauffe, varie proportionnellement à l'excès de la température de l'enceinte ou à la quantité totale de chaleur qui doit pénétrer dans ce corps pour qu'il atteigne l'état d'équilibre. La vitesse d'écoulement V est aussi appelée *vitesse du refroidissement*; et en général on donne ce dernier nom au coefficient différentiel $-\frac{d\theta}{dt}$ quelle que soit d'ailleurs la fonction réelle et complète qui lie l'excès θ au temps t.

219. Le coefficient A, introduit dans la formule $V = A\theta$, est constant pour un même corps, mais varie d'une surface rayonnante à une autre. Pour se rendre compte de cette influence de la surface, on est conduit à admettre que le nombre ou l'intensité des rayons de la chaleur tendant à sortir d'un corps qui se refroidit varie dans tous les cas proportionnellement à l'excès θ, mais que la surface qui limite le corps n'en laisse s'échapper qu'une certaine fraction; l'invariabilité de cette fraction est déterminée par celle du coefficient A, et sa grandeur dépend de la surface rayonnante. Pareillement lorsqu'un corps s'échauffe, le nombre des rayons de chaleur que les corps environnants lui envoient ou qu'ils peuvent lui céder, est proportionnel à l'excès de la température de l'enceinte; mais la surface du corps n'en laisse passer dans l'intérieur qu'une fraction déterminée, constante pour toutes les valeurs de θ, mais qui varie de grandeur d'une surface à une autre; le reste des rayons incidents se réfléchit, et le nombre de ceux qui s'en retournent par cette voie est ainsi une autre fraction constante de la chaleur incidente.

Constance des fractions de chaleur émise, reçue, réfléchie.

Appareil de Leslie. 220. Pour étudier les propriétés de la chaleur rayonnante, on se sert d'un appareil imaginé par Leslie, et fondé sur la loi du refroidissement de Newton. Cet appareil se compose d'un réflecteur métallique suffisamment poli, semblable aux miroirs sphériques employés dans l'expérience du § 212; d'un corps chaud ou d'une source de chaleur que l'on présente à une certaine distance du réflecteur; enfin d'un thermomètre différentiel, dont une des boules est placée au foyer conjugué du miroir, c'est-à-dire au point où viendrait se peindre sur un verre dépoli l'image la plus nette d'un corps lumineux que l'on placerait au lieu occupé par la source. Dans ces circonstances le thermomètre est influencé par la chaleur rayonnée du corps chaud, et réfléchie par le miroir; après avoir marché pendant quelque temps, l'index devient stationnaire. Or on peut prendre l'excès de température indiqué alors par le thermomètre différentiel, comme une mesure de la quantité ou de l'intensité de la chaleur rayonnée par le corps chaud.

Fig. 131.

En effet, la chaleur émise par ce corps vers le miroir est absorbée en partie par sa substance, mais une autre partie est réfléchie vers le foyer; cette portion réfléchie est toujours sensiblement la même fraction de la chaleur incidente pour un même miroir (§ 219); elle est donc conséquemment proportionnelle à la chaleur émise par le corps. Arrivée à la boule focale du thermomètre, la chaleur déjà réfléchie par le miroir l'est encore en partie par l'enveloppe; le reste pénètre dans l'air intérieur et en élève la température. Cette dernière quantité est encore une fraction constante de la chaleur qui tombe sur la boule, et peut être aussi regardée comme proportionnelle a la chaleur rayonnée par le corps chaud.

La température du thermomètre devra d'abord s'élever, mais il arrivera une époque où la boule focale perdra autant de chaleur par son rayonnement vers les corps environnants qu'elle en reçoit du corps chaud par la réflexion sur le miroir. A partir de cette époque le thermomètre indiquera un excès stationnaire qui pourra, d'après la loi de Newton, être pris pour la mesure de la chaleur perdue par le rayonnement, ou de celle venue du miroir et absorbée par la boule, puisque cette seconde quantité est actuellement égale à la première; ou enfin pour la mesure de la chaleur émise par le corps chaud, puisque cette troisième quantité est proportionnelle à la seconde.

L'appareil de Leslie fournit ainsi un moyen suffisamment exact d'étudier les diverses circonstances qui peuvent faire varier l'in-

tensité de la chaleur rayonnante. Par exemple, s'il s'agit de reconnaître l'influence de la nature du corps d'où partent les rayons, on présentera successivement à la même distance du réflecteur des corps échauffés de même forme, à la même température, mais de natures différentes; et l'on pourra regarder les quantités de chaleur que ces corps émettent dans le même temps par leur surface, comme proportionnelles aux excès de température indiqués par le thermomètre focal.

221. Si l'on se sert d'abord d'un même corps chaud peu étendu, et qu'on fasse varier sa distance au réflecteur, en plaçant toujours la boule du thermomètre au foyer conjugué correspondant à chaque distance, de manière qu'elle reçoive toute la chaleur réfléchie par le miroir, les excès de température indiqués par les différents états stationnaires du thermomètre, pourront être regardés comme étant proportionnels aux quantités de chaleur reçues par le réflecteur. On découvrira ainsi la loi qui existe entre l'intensité de la chaleur émise par la source, et la distance à laquelle elle est reçue. Or on trouve que cette loi est celle de la raison inverse du carré de la distance. Intensité de la chaleur reçue à distance.

Dans cette expérience les rayons de chaleur émis par chaque point du corps chaud, et qui tombent sur le miroir, forment un faisceau conique d'autant moins ouvert que le corps est plus éloigné; ces rayons convergent tous après leur réflexion vers un foyer conjugué, situé dans l'intérieur de la boule focale. Les cônes incidents, qui correspondent aux différents points du corps peu étendu, peuvent être considérés comme ayant la même ouverture pour une même distance, ou comme étant tous égaux entre eux; et leurs foyers conjugués quoique placés en divers lieux étant toujours compris dans l'intérieur de la boule, on peut regarder l'effet total produit comme proportionnel à la chaleur rayonnante apportée au miroir par un seul de ces cônes, et admettre conséquemment que la loi précédente est vérifiée pour le cas où la source de chaleur se réduirait à un point. Ainsi la quantité de chaleur, partie d'un point matériel échauffé, qui peut être reçue sur une même surface placée successivement à différentes distances, varie en raison inverse des carrés de ces distances.

Cette propriété est facile à concevoir lorsqu'on considère la chaleur comme un fluide impondérable lancé entre les corps. Car la chaleur émise du point échauffé se dissipant uniformément dans toutes les directions, la même quantité sera reçue dans le même temps par tous les écrans sphériques dont ce point sera le centre,

et que l'on imaginera successivement exposés à cette source. L'intensité de la chaleur correspondante à chaque surface sphérique, ou la quantité de calorique reçue sur l'unité de surface, sera donc égale à une quantité constante d'une sphère à l'autre, divisée par l'aire de la sphère considérée, ou par le carré de son rayon, c'est-à-dire par le carré de la distance au point échauffant. Cette loi se démontre avec la même rigueur dans l'hypothèse des ondulations, ainsi qu'on le verra dans la théorie de la lumière.

222. Si, se servant de l'appareil de Leslie, on emploie pour sources de chaleur des vases cubiques de différentes grandeurs contenant de l'eau chaude, et dont la surface en regard du réflecteur est toujours perpendiculaire à son axe, et d'une même nature, on trouve que ces vases, placés à la même distance et également chauds, produisent sur le thermomètre focal des excès de température proportionnels à l'étendue de leur surface rayonnante. On peut conclure de ce fait que la chaleur rayonnée par un corps est, toutes choses égales d'ailleurs, proportionnelle à l'étendue de sa surface, ce qui paraît d'ailleurs évident.

Intensité de la chaleur rayonnée obliquement.

223. La chaleur émise obliquement par la surface d'un corps varie proportionnellement au sinus de l'angle que sa direction fait avec la surface. Pour constater cette propriété on place, entre le réflecteur et un vase cubique contenant de l'eau chaude, deux écrans parallèles et verticaux, à une distance convenable l'un de l'autre, et percés d'ouvertures égales dont les centres sont sur l'axe

Fig. 132.

horizontal du réflecteur. Si l'on incline plus ou moins sur cet axe la surface plane émettant la chaleur, sans changer sa distance moyenne au miroir, et de manière que le cylindre ayant pour bases les deux ouvertures des écrans soit toujours totalement enveloppé par le cylindre dont la génératrice, parallèle à l'axe du réflecteur, s'appuierait sur le périmètre de la face rayonnante, on trouve dans tous les cas que le thermomètre indique la même température stationnaire. Ici le système des deux écrans et de leurs ouvertures arrête les rayons de chaleur divergents, et les seuls qui puissent parvenir au réflecteur sont à très-peu près horizontaux et tous parallèles entre eux et à l'axe, en sorte qu'ils concourent après leur réflexion en un même foyer principal du miroir.

Il suit de là qu'une face plane, inclinée d'un angle α sur l'axe du réflecteur, et dont l'étendue S' est telle, que sa projection S' sin. α sur le plan d'un des écrans soit égale à son ouverture S, envoie par des rayons d'obliquité α la même quantité de chaleur Q qu'une surface S de même nature qui serait perpendiculaire à l'axe. L'intensité

de la chaleur que S' émet ainsi obliquement, ou de celle qui sort, dans la direction de l'axe, de l'unité de surface, est donc égale à la quantité constante Q divisée par S' ou par $\frac{S}{\sin. \alpha}$, ou à $\frac{Q}{S}\sin. \alpha$; ce qui démontre la loi énoncée. Il résulte de cette loi qu'un cylindre droit vertical émettrait la même quantité de chaleur, dans une direction horizontale, que le plan de sa coupe méridienne perpendiculaire à cette direction ; et qu'une sphère chaude émettrait la même quantité de chaleur dans une direction quelconque, que le plan de son grand cercle normal à cette ligne.

QUATORZIÈME LEÇON.

Pouvoir émissif. — Hypothèse du rayonnement particulaire. — Transparence des corps pour la chaleur. — Appareil de M. Melloni. — Corps diathermanes. — Rayons de chaleur de différentes espèces.

Pouvoir émissif.

224. La nature de la substance qui forme la surface d'un corps chaud influe beaucoup sur la quantité de chaleur qu'il émet. Si l'on présente au réflecteur de l'appareil de Leslie un cube rempli d'eau bouillante, dont les faces planes latérales, successivement amenées perpendiculairement à l'axe du miroir, soient recouvertes de couches de substances différentes, les excès de température indiqués par le thermomètre focal pourront servir de mesure aux *pouvoirs émissifs* des substances éprouvées; car la température de la source, la distance et l'étendue de la surface rayonnante, les directions des rayons de chaleur émis et qui tombent sur le réflecteur, restant les mêmes, le changement apporté dans l'état ou la nature de la surface du corps chaud est la seule cause à laquelle on puisse attribuer la différence des effets observés. En représentant par 100 le pouvoir émissif du noir de fumée, dont la couche occasionne le plus grand effet sur le thermomètre, Leslie a trouvé que les effets produits par d'autres couches, ou les pouvoirs émissifs de leurs substances, étaient représentés par les nombres suivants: papier 98, verre à vitre 90, encre de Chine 88, verre à glace 85, mercure 20, plomb 19, fer 15, étain, argent, cuivre 12.

On peut énoncer ces résultats autrement, en admettant qu'une couche superficielle de noir de fumée livre passage à tous les rayons de chaleur qui tendent à sortir, tandis qu'une surface d'une autre nature agit pour en diminuer le nombre. D'après cela, sur 100 rayons de chaleur qui se présentent à la sortie, le papier en arrête 2, le verre 9, l'encre de Chine 12, le verre à glace 15, le mercure 80, le plomb 81, le fer 85, l'étain, l'argent, le cuivre 88. Les rayons de chaleur qui ne peuvent sortir sont forcés de rentrer dans le corps comme par une sorte de réflexion intérieure, et sous ce point de vue les nombres qui précèdent peuvent représenter le pouvoir ré-

fléchissant interne des substances éprouvées; celui du noir de fumée sera zéro.

Cette manière de concevoir les phénomènes dont il s'agit les attribue à une résistance plus ou moins grande que la couche superficielle oppose à la transmission de la chaleur rayonnante, ou à la faculté qu'elle possède de faire rebrousser chemin à une certaine partie des rayons qui se présentent sur une de ses faces. Si cette hypothèse a quelque réalité, les modifications éprouvées par la surface d'un même corps, qui lui font réfléchir une plus grande proportion des rayons venant de l'extérieur, doivent aussi augmenter son pouvoir réfléchissant interne ou diminuer son pouvoir émissif. C'est en effet ce qui arrive : le pouvoir émissif d'un même corps décroît à mesure que le poli de sa surface augmente; mais l'expérience, en constatant ce fait, n'a pu indiquer sa loi, à cause de l'impossibilité de mesurer le degré de polissage.

225. Il était important de rechercher si l'épaisseur de la couche de matière éprouvée influe sur le pouvoir émissif. On a constaté par le procédé d'expérience qui précède que les métaux produisent toujours sensiblement le même effet sur le thermomètre focal, quelque petite que soit l'épaisseur de leur feuille, et quelle que soit la substance sur laquelle elle est appliquée; on a trouvé le même résultat pour les couches les plus minces de noir de fumée. Mais on peut prouver, en employant d'autres substances, que la couche superficielle doit avoir une certaine épaisseur pour produire un effet constant et indépendant de la nature du support. On se sert à cet effet de la gomme ou de la résine, dont on peut obtenir des couches beaucoup moins épaisses qu'une feuille d'or, en dissolvant ces substances dans l'eau ou l'alcool, et appliquant ensuite avec un pinceau une petite portion de la dissolution sur une face latérale du cube des expériences précédentes; une couche ainsi préparée peut n'avoir que $\frac{1}{30000}$ de pouce d'épaisseur. L'expérience prouve que l'épaisseur totale doit être d'au moins $\frac{1}{1000}$ de pouce, pour que la couche de gomme ou de résine produise sur le thermomètre focal l'effet propre à ces substances; pour des épaisseurs moindres l'effet produit est variable, il reste constant pour des épaisseurs plus grandes.

Ainsi l'intensité de la résistance que la dernière couche d'un corps chaud oppose au passage de la chaleur, ou la grandeur du pouvoir qu'elle possède de réfléchir intérieurement une portion des rayons qui tendent à sortir, dépend de l'épaisseur de cette couche. On pouvait donc présumer, dans l'hypothèse du § 224, que des couches lé-

gères de gomme ou de résine, d'épaisseurs différentes mais moindres que $\frac{1}{1000}$ de pouce, appliquées sur la surface même du réflecteur devaient modifier son pouvoir réfléchissant externe. Et en effet, si tournant toujours vers le miroir la face du cube recouverte de noir de fumée, on étend successivement de nouvelles couches de gomme de $\frac{1}{30000}$ de pouce sur le réflecteur, on remarque que la température stationnaire du thermomètre focal varie à chaque nouvelle couche ajoutée, jusqu'à ce que l'épaisseur totale soit d'environ $\frac{1}{1000}$ de pouce; et que pour des épaisseurs plus grandes l'effet produit devient constant.

Hypothèse du rayonnement particulaire. 226. On peut coordonner tous ces faits, en admettant que chaque particule pondérable émet dans toutes les directions des rayons de chaleur dont l'intensité dépend principalement de sa température, et qu'elle jouit en outre de la propriété d'arrêter et de réfléchir de certaines fractions des rayons qui se présentent pour traverser son système, ou passer dans son voisinage; cette dernière action pouvant varier d'intensité suivant la nature de la particule, et la densité plus ou moins grande du corps auquel elle appartient. En effet, posant cette hypothèse en principe, on en déduit rigoureusement les conséquences suivantes.

La chaleur qui s'échappe d'un corps est rayonnée non-seulement par les particules qui forment sa surface, mais aussi par celles situées à une certaine profondeur. Toutefois la partie d'un rayon de chaleur lancé au dehors dans une certaine direction, qui provient d'une molécule intérieure, est d'autant moindre que cette molécule se trouve située plus profondément, ou que la chaleur qu'elle émet dans cette direction a éprouvé plus de pertes, en traversant un plus grand nombre de systèmes de particules plus voisins de la surface; en sorte que les rayons émis par les particules situées au delà d'une certaine limite de distance de cette surface, peuvent être complétement éteints avant de l'atteindre. La limite d'épaisseur d'où la chaleur émergente peut provenir change d'une substance à une autre; par exemple, elle est d'environ $\frac{1}{1000}$ de pouce pour la gomme ou la résine.

La loi suivant laquelle décroît, à partir de la surface, la portion de chaleur rayonnante qu'une molécule de l'intérieur peut envoyer au dehors, varie avec la nature du corps, ce décroissement devant être d'autant plus rapide que l'action des molécules pondérables sur les rayons qui traversent leurs systèmes est plus intense. Enfin la quantité totale de chaleur qui s'échappe par la surface, ou l'intégrale des portions provenant de l'intérieur dépend de la loi précédente; elle est donc elle-même variable d'un corps à un autre, et

l'inégalité des pouvoirs émissifs se trouve ainsi expliquée. Lorsqu'on applique sur un corps une couche d'une autre substance, d'une épaisseur moindre que la limite de son rayonnement efficace, cette couche se laisse traverser par une portion de chaleur provenant des molécules superficielles du corps, et même de celles situées à une certaine profondeur; il en résulte une sorte de discontinuité ou d'hétérogénéité dans la loi de décroissement définie ci-dessus, et le pouvoir émissif résultant n'est ni celui du corps, ni celui de la substance qui forme la couche.

Si maintenant on considère un faisceau de rayons de chaleur tombant de l'extérieur sur la surface d'un corps, il pénètre dans les systèmes successifs des particules de la première couche; chacun d'eux lui fait éprouver une perte et une réflexion partielles; et s'il peut être complétement éteint ou réfléchi à une certaine profondeur, on conçoit que cette profondeur n'est autre que l'épaisseur limite du rayonnement efficace lors de l'émission, puisque l'intégrale des pertes, qui dépend du nombre des systèmes de particules traversées, croît de la même manière dans les deux cas. Si le corps est recouvert d'une couche étrangère, moins épaisse que la limite de profondeur qui lui correspond, le faisceau incident n'est pas complétement éteint ou réfléchi avant d'atteindre la surface de ce corps; ces dernières parties y pénètrent donc, et la loi de leur décroissement devenant différente, le pouvoir réfléchissant total n'appartient ni à la couche superficielle, ni à la substance de son support.

227. La loi de l'intensité de la chaleur émise obliquement par la surface d'un corps, est une conséquence nécessaire de la théorie précédente. En effet, soit ω un élément circulaire plan, pris sur la surface rayonnante, et désignons par λ la limite de profondeur du rayonnement; les rayons de chaleur émis normalement à la surface, et qui en sortent par l'élément considéré, proviennent des molécules pondérables contenues dans le cylindre droit ωC, ayant pour base ω et pour hauteur λ; ceux envoyés au dehors dans la direction oblique ωI, faisant un angle α avec la surface, proviennent des molécules renfermées dans un cylindre oblique $\omega C'$, dont les arêtes ont encore pour longueur λ, mais dont la section normale ω', inclinée sur la base ω d'un angle $\left(\frac{\pi}{2}-\alpha\right)$, est égale à $\omega \sin. \alpha$. Or deux rayons, l'un parallèle à ωN, l'autre à ωI, ont la même intensité; car ils sont composés de deux séries de portions de chaleur respectivement égales, comme provenant de molécules situées à la même profondeur sur les deux rayons. Les quantités de chaleur émises dans les deux directions, à travers l'élément ω, ne dépendent FIG. 133.

donc que des nombres de rayons compris dans les deux faisceaux, lesquels sont évidemment proportionnels aux sections normales ω et ω sin. α faites dans les deux cylindres. Ainsi i étant l'intensité de la chaleur émise normalement, i sin. α doit être celle de la chaleur emportée par les rayons obliques.

L'hypothèse posée (§ 226) explique donc complétement les faits relatifs à la chaleur rayonnante que nous avons énoncés jusqu'ici ; mais avant de pouvoir être adoptée elle doit subir d'autres vérifications. Elle suppose d'abord que de la chaleur rayonnante peut traverser sans être éteinte ou réfléchie une certaine étendue d'un milieu pondérable. Elle conduirait en outre à cette conséquence, que les corps qui peuvent émettre le plus de chaleur sont aussi ceux qui peuvent absorber la plus grande partie de celle tombant sur leur surface ; car dans les deux cas l'effet résultant dépendrait uniquement des pertes par réflexion que les rayons de chaleur éprouveraient en traversant la couche superficielle. Or il importe de rechercher si cette supposition et cette conséquence, que les faits déjà cités rendent extrêmement probables, peuvent être vérifiés directement par l'expérience.

Transparence des corps pour la chaleur.

228. Des expériences directes prouvent que certaines substances, le verre par exemple, sont transparentes pour la chaleur rayonnante. Si l'on détermine au moyen de l'appareil de Leslie le pouvoir émissif d'un corps chaud placé à une certaine distance, et qu'on interpose ensuite entre ce corps et le réflecteur un écran de verre, le thermomètre focal s'abaisse, mais il conserve encore un excès de température stationnaire. On doit conclure de là qu'une partie de la chaleur rayonnée vers le réflecteur traverse l'écran diaphane. En effet, on ne saurait attribuer l'excès observé à la chaleur émanée du verre lui-même, dont la température peut s'élever par le voisinage du corps chaud; car si l'on recouvre de noir de fumée la face de l'écran qui regarde le réflecteur, ce qui doit augmenter la chaleur qu'elle émet, on remarque que l'effet produit sur le thermomètre à air devient moindre, tandis qu'il devrait être plus grand si l'échauffement de l'écran occasionnait seul le premier excès.

On peut d'ailleurs écarter tout doute sur l'origine véritable de l'effet produit, en prenant pour écran un plateau de verre qu'on fait tourner très-rapidement de manière à renouveler les parties exposées à l'action la plus directe de la chaleur rayonnante, et à empêcher ainsi l'élévation de leur température. Dans ces circonstances le thermomètre focal est encore influencé. Enfin M. Prévost a constaté le passage de la chaleur rayonnante à travers les liquides, en faisant

couler, entre le thermomètre et le corps chaud, une nappe d'eau qui par sa chute rapide ne pouvait s'échauffer. Delaroche, qui mit le premier hors de doute la transparence de certains corps pour la chaleur, constata que l'effet thermométrique produit par la chaleur qui traverse librement un écran diaphane, croît avec la température de la source dans un plus grand rapport que cette température. Il reconnut aussi que si l'on place, entre le corps chaud et le thermomètre, deux écrans de verre de même épaisseur, le second fait éprouver à la chaleur qui se présente pour le traverser une perte proportionnellement moindre que le premier.

229. Mais pour étudier d'une manière plus complète les propriétés de la chaleur rayonnée à travers les corps solides et liquides, il faut se servir d'un appareil beaucoup plus sensible que celui de Leslie, et qu'il convient de décrire ici quoique les faits sur lesquels il s'appuie appartiennent à une théorie physique qui sera développée plus tard. La partie principale de cet appareil est une chaîne métallique, composée d'une cinquantaine de petites barres d'antimoine et de bismuth, alternativement soudées les unes aux autres, ayant chacune 28 millimètres de longueur sur 2 millimètres carrés de section. Cette chaîne pliée en faisceau forme une masse parallélipipédique; les extrémités libres du polygone apparaissent sur une des bases du prisme, dite postérieure, et qui contient en outre toutes les soudures d'ordre pair; celles de l'ordre impair se présentent à l'autre base, appelée antérieure. Appareil de M. Melloni. Fig. 134.

Un fil de cuivre entouré de soie part d'une des extrémités de la chaîne, s'enroule un grand nombre de fois sur un cadre rectangulaire vertical en bois; et aboutit ensuite à la seconde extrémité du polygone. Au milieu du cadre, et au-dessus de son côté supérieur, sont disposées deux aiguilles aimantées horizontales, qui traversent en sens contraire l'une de l'autre une paille suspendue verticalement par un fil de soie sans torsion. Un limbe gradué de carton, percé en son centre d'un trou où la paille passe librement, est fixé horizontalement au-dessus du cadre et au-dessous de l'aiguille supérieure, de telle manière que le diamètre correspondant à 0° soit parallèle aux longs côtés du rectangle. Le cadre doit être orienté de telle sorte que l'aiguille visible s'arrête au-dessus de ce diamètre, dans la position d'équilibre du système, sous l'action seule des forces magnétiques du globe. La pointe de l'aiguille alors située sur le zéro de l'échelle est l'index de l'instrument. Fig. 135.

Le faisceau formé par la chaîne métallique porte le nom de *pile thermo-électrique*; le fil de cuivre, le cadre qu'il entoure, et la

paille mobile avec les deux aiguilles, composent un système appelé *Galvanomètre.* Voici maintenant le jeu de l'appareil : l'aiguille du galvanomètre, qui reste fixe au zéro de l'échelle lorsque les deux faces de la pile sont également échauffées, est déviée rapidement dans un sens ou dans l'autre aussitôt que les températures des deux faces deviennent inégales; la main présentée à distance devant la face antérieure suffit pour produire une déviation. La marche inégale de la chaleur dans la chaîne hétérogène fait naître un courant électrique dans le circuit métallique fermé par le fil du galvanomètre, et ce courant occasionne la déviation du système des aiguilles aimantées. Tels sont les deux faits, empruntés à une autre théorie physique, qui servent de base à l'appareil thermo-électrique, que les découvertes récentes et les perfectionnements dus à M. Melloni ont rendu l'un des instruments les plus précieux de la physique actuelle.

Fig. 136. La pile forme un prisme droit dont chaque base carrée a 4 centimètres environ de côté. Le faisceau est entouré d'un anneau carré en cuivre mince, garni intérieurement avec du carton, et fixé sur un support de manière que l'axe de la peli soit horizontal. De chaque côté de l'anneau est adapté un tube en cuivre de 6 centimètres de longueur, poli à l'extérieur et noirci sur sa surface interne. A une certaine distance en avant de la pile sont des supports destinés à recevoir deux écrans. Ces écrans consistent en de grandes plaques métalliques ; l'une mobile et complétement opaque est placée plus près de la source de chaleur, et sert à intercepter ou à rétablir son action ; l'autre fixe et plus voisine de la pile est percée d'une ouverture égale à celle des tubes, et disposée de manière à former un diaphragme qui ne fasse parvenir à la pile que des rayons à peu près parallèles à son axe. Derrière la pile on place un troisième écran, opaque et mobile; enfin les ouvertures des tubes peuvent être fermées par de petites plaques métalliques de même dimension, qui glissent sur leurs bords en tournant à frottement dur autour d'axes horizontaux.

Nous supposerons d'abord que la source de chaleur soit une lampe d'Argant à double courant d'air munie d'un verre et alimentée d'huile très-pure par un courant constant, en sorte que sa flamme puisse conserver une température invariable pendant une ou deux heures. Cette lampe doit être placée sur l'axe de l'appareil à une distance constante, que l'on détermine de telle manière que la chaleur transmise à la pile par l'ouverture du diaphragme fasse dévier l'aiguille du galvanomètre de 30°. Le support de l'écran ouvert est

ensuite amené au milieu de cette distance. Enfin on place entre ce support et la lampe l'écran opaque et mobile.

230. Les différentes parties de l'appareil étant ainsi disposées, si l'on écarte l'écran opaque, on remarque que l'aiguille dévie rapidement vers 30°, position qu'elle atteint et dépasse même en 5 à 6 secondes pour ne l'occuper définitivement, après plusieurs oscillations, qu'au bout de 90″, ou d'une minute et demie. Si l'on intercepte de nouveau l'action de la source par l'écran opaque, et qu'on établisse, du côté du diaphragme opposé à la pile une plaque de verre à glace qui masque son ouverture, aussitôt que le rayonnement de la chaleur est rétabli, l'aiguille du galvanomètre part de zéro, est chassée en 5 ou 6″ à près de 21°,5′, mais se rapproche ensuite et oscille dans un arc de moins en moins étendu; enfin encore au bout de 90″ elle atteint définitivement 20°. Mode d'observation.

Lorsqu'on répète cette expérience sur d'autres lames de verre ou d'un autre corps diaphane, d'épaisseurs très-différentes, le galvanomètre indique des déviations plus ou moins grandes, mais le temps que l'aiguille met à atteindre sa position d'équilibre est toujours la même. La constance de cet intervalle de temps prouve que, dans ces circonstances, la pile est uniquement influencée par la chaleur transmise à travers le corps diaphane, sous forme de rayonnement direct et instantané de la source à la pile, et que l'échauffement propre du corps interposé ne peut exercer d'action sur l'instrument. C'est d'ailleurs ce que l'on met hors de doute en masquant l'ouverture du diaphragme par une lame de verre noircie vers la source, car l'aiguille reste alors stationnaire au zéro de déviation quoique la lame interposée doive ici s'échauffer davantage.

Après chaque observation, il faut attendre pour en faire une nouvelle que l'aiguille soit revenue au zéro de déviation. Elle ne prend ordinairement cette position qu'au bout de 7 à 8 minutes et souvent plus lorsque l'action de la source a été forte et prolongée. Mais l'expérience indique qu'on peut diminuer beaucoup ce temps, en approchant une bougie à une distance convenable du côté de la pile opposé au diaphragme, et en interceptant son action lorsque l'aiguille a atteint le zéro, position qu'elle ne quitte plus quand toute la pile se refroidit uniformément. L'écran mobile placé derrière la pile sert ainsi à abréger la durée des épreuves.

231. Pour pouvoir étudier complétement, au moyen de l'appareil thermoscopique que nous venons de décrire, l'influence que le poli des surfaces, l'épaisseur et la nature des corps diaphanes exercent sur les quantités de chaleur qui les traversent sous forme rayon- Table de graduation.

nante, il faut chercher d'abord la relation qui existe entre la déviation indiquée par l'aiguille du galvanomètre et l'énergie du courant thermo-électrique qui l'occasionne; puis il importe de savoir comment cette énergie s'accroît avec la quantité de chaleur qui tombe sur une des faces de la pile. Or M. Melloni a indiqué un moyen très-exact, que nous décrirons plus tard, de déterminer les divers éléments d'une table particulière à l'instrument dont on se sert, et qui donne pour chaque déviation le rapport de l'intensité du courant qui lui correspond à celle d'un courant qui ne ferait dévier l'aiguille que d'un degré; et l'on reconnaît que les nombres fournis par cette table peuvent être regardés comme proportionnels aux quantités de chaleur reçues par la pile, quand l'aiguille subit les déviations correspondantes. Car si l'on observe les déviations produites par une même source de chaleur que l'on fait successivement stationner à différentes distances de la pile thermo-électrique, les nombres correspondants donnés par la table reproduisent assez exactement la loi de la raison inverse du carré de la distance.

Influence du poli des surfaces.

232. Voici maintenant les principaux résultats que M. Melloni a obtenus au moyen de son appareil. Il plaça successivement devant l'ouverture du diaphragme des plaques de verre de même épaisseur $8^{mm},371$, fragments d'une même glace dont la surface antérieure ou était polie, ou bien avait été usée avec du sable, de l'émeri ou d'autres substances; les déviations de l'aiguille ont varié pour ces différentes plaques de 19° à 5°. Ainsi la quantité de chaleur rayonnée à travers une plaque diaphane est d'autant plus grande que sa surface est plus polie.

Décroissement des pertes.

233. Des morceaux de verre à glace, d'épaisseurs très-différentes croissant de 2 à 81^{mm}, ont donné des déviations de plus en plus petites; mais en calculant au moyen de la table les intensités des courants thermo-électriques correspondants à ces déviations, et par leurs différences les rapports des pertes de chaleur dues à des couches d'égale profondeur, successivement traversées dans un même morceau, M. Melloni a constaté par de nombreuses vérifications le fait aperçu par Delaroche, que ces pertes vont en diminuant avec une grande rapidité à mesure que l'épaisseur diaphane augmente d'une quantité constante. Des auges terminées par des lames de verre parallèles et de longueur différente, ayant été remplies d'huile de colsa, et successivement présentées à l'ouverture du diaphragme, ont donné des résultats semblables; la diminution des pertes de chaleur, dues à des accroissements égaux dans l'épaisseur

de la couche liquide traversée, a été constamment observée depuis 6^{mm} jusqu'à 100^{mm} d'épaisseur totale.

234. La nature du corps diaphane a une grande influence sur la quantité de chaleur rayonnante qui peut le traverser. Une même auge de $9^{mm},21$ de largeur interne, successivement remplie de différents liquides, ayant été placée devant l'ouverture du diaphragme, il en résulta des déviations de l'aiguille très-différentes. La table donnait pour chaque déviation la force du courant thermo-électrique; le rapport de cette force à celle correspondante à la déviation obtenue quand l'ouverture du diaphragme était masquée par l'auge vide, pouvait être prise pour le rapport de la quantité de chaleur transmise, à celle représentée par 100 qui tombait sur la face antérieure de la lame liquide. Dans ces circonstances, sur 100 rayons de chaleur, le carbure de soufre en transmet 63, l'huile d'olive 30, l'éther 21, l'acide sulfurique 17, l'alcool 15, et l'eau 11. Substances diathermanes.

Une autre série d'expériences faites sur des lames de différentes substances solides et d'une épaisseur commune de $2^{mm},62$, a fourni les nombres suivants : sur 100 rayons de chaleur le sel gemme en a transmis 92, le spath d'Islande 62, le verre à glace 62, le cristal de roche 57, la tourmaline 27, la chaux sulfatée 20, l'alun 12. Conformément aux résultats cités plus haut, le nombre des rayons transmis diminue avec l'épaisseur des lames solides; toutefois des pièces de spath d'Islande et de cristal de roche enfumé ayant 86 à 100^{mm} d'épaisseur, ont encore transmis plus de la moitié de la chaleur incidente, tandis qu'une plaque d'alun d'une transparence aussi pure que celle du plus beau verre, et de 1^{mm} d'épaisseur seulement, n'en laissait passer que les 17 centièmes.

Ainsi une couche très-limpide d'alun transmet trois fois moins de chaleur qu'une couche de cristal de roche presque opaque et cent fois plus épaisse. En outre, certains verres noirs complétement opaques, employés comme miroirs dans plusieurs expériences sur la lumière, transmettent encore sensiblement de la chaleur rayonnante. Il y a donc une sorte d'indépendance entre les deux transparences calorifique et lumineuse; c'est pour cela que M. Melloni propose de distinguer sous le nom de *diathermanes* les substances qui sont traversées librement par la chaleur rayonnante.

235. Enfin la source de chaleur a une grande influence sur la quantité de rayons transmis par un corps diathermane. M. Melloni substitua successivement à la lampe des expériences précédentes, du platine incandescent et du cuivre maintenu à une température constante par une flamme d'alcool, enfin des vases remplis de mer- Influence de la source de chaleur.

cure ou d'eau en ébullition. Les substances essayées ont toujours conservé le même ordre, c'est-à-dire que les plus diathermanes pour la chaleur de la lampe ont présenté la même supériorité dans ces nouvelles circonstances, mais le nombre des rayons transmis comparé à celui des rayons incidents a beaucoup diminué.

Par exemple, le cristal de roche et le spath d'Islande, qui transmettaient plus de la moitié de la chaleur venant de la lampe, ne livraient passage qu'au quart des rayons envoyés par le platine incandescent. La chaleur transmise par chaque substance est devenue encore plus faible quand la source était le cuivre échauffé. Plusieurs des substances les moins diathermanes arrêtaient tous les rayons émis par le mercure bouillant. Enfin la transmission a été nulle pour tous les corps, lorsque la source était de l'eau bouillante. Ainsi la faculté que possède la chaleur de rayonner à travers les substances diathermanes, diminue rapidement avec la température de la source, ainsi que Delaroche l'avait remarqué pour le verre.

Une seule substance, le sel gemme, offre une exception remarquable à cette loi : il transmet la même proportion de chaleur rayonnante, quelle que soit la température de la source. Que cette source soit une flamme brillante ou simplement de l'eau échauffée à 40 ou 50°, le sel gemme sur une épaisseur de $2^{mm},62$ laisse toujours passer les 92 centièmes des rayons calorifiques qui tombent à sa surface. Cette propriété, que paraît posséder exclusivement le sel gemme, peut être utilisée dans plusieurs circonstances.

L'influence de l'épaisseur du corps diathermane sur la quantité de chaleur qu'il transmet, est d'autant plus grande que la température de la source est plus faible. Toutefois les variations du rapport des rayons transmis aux rayons incidents diminuent avec l'épaisseur; en sorte qu'au delà d'une certaine limite une plaque mince, de mica par exemple, transmet la même proportion de rayons pour deux sources de chaleur fort différentes. Ce dernier résultat de l'expérience paraît conduire à une conséquence importante.

236. Les corps tels que les métaux qui ne paraissent pas donner passage à la chaleur rayonnante, même sur de très-petites épaisseurs, et que l'on pourrait nommer par cette raison *corps athermanes*, doivent cependant être regardés comme se laissant réellement pénétrer par des rayons de chaleur jusqu'à une certaine profondeur, qui quoique insensible n'en existe pas moins. Car il paraît impossible de concevoir, sans admettre ce principe, le décroissement de l'intensité de la chaleur émise ou réfléchie sous des obliquités de plus en plus grandes à la surface de ces corps. Or cette

limite de profondeur est nécessairement beaucoup plus petite ou du même ordre de grandeur que celle de l'épaisseur d'une lame de mica, qui laisse toujours passer une fraction sensiblement constante des rayons qui lui arrivent, quelle que soit la température de la source d'où ils émanent. On est donc conduit à penser que la couche superficielle d'un corps athermane jouit de la même propriété; d'où il suivrait que cette couche émet une fraction constante des rayons qui se présentent à la sortie, quels que soient d'ailleurs leur nombre, leur intensité ou leur température, et qu'elle partage suivant des proportions constantes les rayons qui tombent sur sa surface extérieure en chaleur absorbée et en chaleur réfléchie. Des expériences que nous citerons plus tard sembleraient prouver que tous les métaux jouissent effectivement de cette faculté, mais elles indiquent aussi que les corps athermanes non métalliques ne se comportent pas avec la même indifférence pour toutes les espèces de rayons.

Propriétés particulières de la chaleur rayonnée à travers les corps.

237. Le fait de la diminution des pertes que la chaleur rayonnante éprouve en traversant successivement des épaisseurs égales d'un même corps diathermane, indiquait que les rayons de chaleur subissent des modifications particulières, dans leur passage à travers un milieu pondérable, qui altèrent leur qualité primitive et les rendent plus facilement transmissibles dans le même milieu. Il était à croire, d'après cela, qu'en prenant pour source de chaleur une lampe d'Argant, les rayons obligés de traverser la cheminée de verre, acquéraient dans ce passage une qualité spéciale. Pour s'en assurer, M. Melloni prit pour nouvelle source une lampe, dite de Locatelli, à un seul courant d'air et sans verre, munie d'un réflecteur, et toujours alimentée d'huile très-pure par un courant constant.

Cette nouvelle lampe fut disposéesur l'appareil thermo-électrique, à une distance telle que son rayonnement direct sur la pile fît toujours dévier l'index de 30°. En plaçant successivement devant le diaphragme les plaques diaphanes de $2^{mm},6$ d'épaisseur commune, déjà essayées avec la lampe d'Argant, M. Melloni a trouvé que sur 100 rayons incidents le sel gemme en transmettait 92, la chaux fluatée 78, le spath d'Islande et le verre 39, le cristal de roche 38, la tourmaline d'une couleur verte très-foncée 18, le verre noir opaque 16, la chaux sulfatée 14, l'alun 9. Les différences qui existent entre ces nombres et ceux donnés au § 234, indiquent que la cheminée de verre entourant la première source donnait aux rayons qui la traversaient la propriété d'être plus facilement transmissibles

à travers les milieux diaphanes; le sel gemme seul laisse passer la même proportion de chaleur dans les deux cas.

238. Pour étudier la modification qu'un corps diaphane particulier fait éprouver aux rayons qui le traversent, M. Melloni interpose une lame de cette substance entre la lampe sans verre et le diaphragme. Il approche ensuite la source jusqu'à ce que le rayonnement qui s'opère à travers la lame fasse encore dévier l'index de 30°. Enfin il présente successivement à l'ouverture de l'écran fixe les plaques diaphanes des expériences précédentes. Voici quelques-uns des résultats obtenus dans ce genre de recherche. Sur 100 rayons qui ont traversé une lame d'alun de $2^{mm},6$ d'épaisseur, le sel gemme en transmet 92, le spath d'Islande et le cristal de roche 91, la chaux fluatée, le verre et l'alun 90, la chaux sulfatée 59, la tourmaline verte 18, le verre noir opaque $\frac{1}{2}$ de rayon. Sur 100 rayons qui émergent d'une lame de chaux sulfatée, ayant aussi $2^{mm},6$ d'épaisseur, le sel gemme en transmet toujours 92, la chaux fluatée 91, le spath d'Islande 89, le cristal de roche et le verre 85, la chaux sulfatée 54, l'alun 47, le verre noir opaque 18, la tourmaline 1. Sur 100 rayons qui peuvent traverser une plaque de verre noir opaque, ayant $1^{mm},82$ d'épaisseur, le sel gemme en transmet 92, la chaux fluatée 91, le spath d'Islande et le verre 55, le cristal de roche 54, le verre noir opaque 52, la tourmaline 30, la chaux sulfatée, 15, l'alun $\frac{1}{3}$ de rayon. Enfin les rayons qui émergent du sel gemme se comportent toujours comme ceux émis directement par la source.

Ainsi les rayons de chaleur qui sortent de l'alun sont transmis en grande abondance à travers les plaques diaphanes incolores, tandis qu'ils éprouvent une perte de plus des $\frac{4}{5}$ en traversant une lame fortement colorée de tourmaline, et sont presque totalement arrêtés par la plaque opaque de verre noir. Ceux qui sortent de la chaux sulfatée se conduisent de la même manière dans les milieux diaphanes incolores, mais ils éprouvent une perte des $\frac{4}{5}$ dans le verre noir, et sont presque totalement arrêtés par la tourmaline. Enfin ceux qui émergent d'une plaque opaque de verre noir sont encore presque tous transmis par les plaques diathermanes incolores, une autre lame opaque en laisse passer plus de la moitié, la tourmaline en arrête les $\frac{2}{3}$, la chaux sulfatée les $\frac{6}{7}$, et l'alun les intercepte tous.

Rayons de chaleur de qualités différentes.

239. Ces résultats, et d'autres analogues que nous aurons l'occasion de citer en étudiant la chaleur solaire, paraissent devoir conduire à cette vérité nouvelle et imprévue, qu'une source lumineuse,

comme le soleil et la lampe des expériences précédentes, émet à la fois des rayons de chaleur d'une infinité d'espèces, qui se distinguent les uns des autres par la plus ou moins grande facilité avec laquelle ils peuvent traverser certaines substances diathermanes. En effet, si l'on admet des différences de qualités dans les rayons, tous les faits relatifs à la transparence des corps pour la chaleur deviennent faciles à concevoir, et ils peuvent être considérés comme autant de vérifications d'une théorie très-simple, dont voici les principales conséquences.

Le sel gemme est la seule substance qui livre un passage également facile à tous les rayons. Mais les autres corps sont diversement diathermanes pour des rayons de qualités différentes; dans chacun d'eux certaines espèces sont totalement arrêtées, les autres subissent des diminutions plus ou moins considérables; et ce partage varie d'une substance à une autre. Les fractions ou les coefficients, qui représentent les pertes que des accroissements égaux de l'épaisseur d'un milieu diathermane font éprouver à chaque espèce de rayons qui le traverse, ont constamment la même valeur pour chaque espèce. Mais ces coefficients variant pour un même milieu d'une espèce de rayons à une autre, il en résulte nécessairement que les pertes totales éprouvées par la chaleur hétérogène qui peut pénétrer dans le corps, doivent aller en diminuant. Toutefois les rayons les moins transmissibles finissant par s'éteindre sensiblement, les coefficients des pertes totales successives doivent tendre vers l'égalité; c'est en effet ce que M. Melloni a constaté par de nombreux exemples.

Toutes les espèces de rayons de chaleur émis par une source lumineuse peuvent être conçus rangés suivant leur plus grande facilité à traverser les substances diaphanes; et puisque une même substance paraît de moins en moins diathermane à mesure que la température de la source diminue, il faut en conclure que cette diminution fait disparaître successivement les espèces de rayons les plus transmissibles. Les effets divers produits par le platine incandescent, du cuivre échauffé à 400°, un vase contenant de l'eau en ébullition, pris successivement pour sources de chaleur (§ 235), se trouvent ainsi facilement expliqués.

240. Ainsi la chaleur rayonnante n'est ni plus simple, ni plus homogène que la lumière, et si l'on est forcé de reconnaître l'existence d'une infinité d'espèces de lumières, pour expliquer les phénomènes de coloration, on est pareillement conduit à admettre un grand nombre de rayons de qualités différentes, pour concevoir les Hétérogénéité de la chaleur rayonnante.

faits relatifs à la transparence des corps pour la chaleur. Nous verrons plus tard que ces rayons calorifiques se distinguent les uns des autres par des différences de marche analogues à celles qui séparent les couleurs de la lumière blanche, et que conséquemment leur diversité est démontrée tout aussi rigoureusement que celle des couleurs.

Il serait impossible de concevoir, dans le système de l'émission, les qualités distinctes des rayons de chaleur, sans admettre une infinité de caloriques différents, et par suite autant d'hypothèses séparées. Dans le système des ondulations ces qualités distinctes correspondraient à des nombres de vibrations différents, ou à des ondes calorifiques d'inégales longueurs, se propageant toutes dans l'éther homogène ou l'espace vide de matière pondérable, mais qui pourraient se transmettre plus ou moins facilement dans les milieux diathermanes suivant leur nature et leur densité. Les ondes calorifiques seraient analogues aux ondes correspondantes à différents sons, qui se propagent toutes dans l'air, et qui font vibrer par communication, avec plus ou moins de facilité, les corps élastiques qu'elles atteignent.

Perte particulière à la couche superficielle.

241. Le fait cité plus haut, qu'une lame très-mince d'un corps diathermane transmet sensiblement la même fraction de la chaleur rayonnante qui tombe à sa surface, quelle que soit la source d'où elle émane, paraît prouver que la couche superficielle fait éprouver à toute espèce de chaleur une perte particulière et constante, qui est incomparablement plus grande que la perte correspondante à une couche d'égale épaisseur prise dans l'intérieur. En effet si la première couche se comportait comme les suivantes, elle ferait éprouver à chaque espèce de rayons une perte distincte, et la somme totale des pertes varierait de la même manière avec le nombre des espèces de rayons, ou avec l'énergie de la source; il faut donc nécessairement qu'à ces pertes vienne s'ajouter une perte particulière, identique sur tous les rayons, et qui par sa grandeur comparative fasse disparaître ou rende moins sensible la variation que les premières devaient occasionner. C'est la seule manière de concevoir le fait énoncé, et de l'accorder avec les autres phénomènes de diathermanéité. L'origine de cette perte particulière à la surface est d'ailleurs facile à concevoir, car les rayons réfléchis par une couche intérieure lui sont en partie renvoyés par de nouvelles réflexions dans les couches qui la précèdent, tandis que la couche superficielle perd complétement la chaleur qu'elle réfléchit hors du corps; ou plus exactement cette chaleur est remplacée par des

rayons venant des parois de l'enceinte, et qui ont une moindre intensité.

Les faits nombreux que nous venons de citer ne peuvent laisser aucun doute sur la transparence des corps pour la chaleur rayonnante. L'hypothèse du § 226 acquiert ainsi un très-grand degré de probabilité; mais il suit de cette hypothèse que les corps qui émettent le mieux la chaleur doivent aussi l'absorber en plus grande proportion (§ 227), et il importe de vérifier cette conséquence importante.

Dans la recherche des lois de l'équilibre des températures entre corps à distance ou au contact, nous aurons principalement en vue les substances athermanes, ou celles qui ne se laissent pénétrer par la chaleur rayonnante que sur une très-petite épaisseur. Cette restriction aura l'avantage de simplifier les théories partielles que nous devons exposer. Il serait d'ailleurs facile de les généraliser ou de les étendre au cas des corps diathermanes, en partant de ce principe, qu'un milieu diaphane doit faire éprouver les mêmes pertes aux rayons de chaleur qui le traversent dans deux sens opposés.

QUINZIÈME LEÇON.

Mesure des pouvoirs admissif et réfléchissant. — Égalité des pouvoirs émissif et absorbant. — Équilibre mobile des températures. — Réflexion apparente du froid.

Pouvoir absorbant ou admissif.

242. Lorsque la chaleur rayonnante émise par une source arrive à la surface d'un corps froid, opaque ou athermane, une partie est réfléchie, mais une autre est absorbée et échauffe le corps qu'elle pénètre. On a donné le nom de *pouvoir absorbant* ou *admissif* à cette faculté que possèdent les corps de s'approprier une certaine portion des rayons calorifiques auxquels ils sont exposés. Plusieurs moyens ont été employés pour mesurer ou comparer ce genre de pouvoir dans différents corps.

L'un des plus exacts consisterait à altérer la nature de la surface du réflecteur dans l'appareil de Leslie. Par exemple, en recouvrant le miroir d'une couche de noir de fumée le thermomètre focal n'indique plus aucun excès de température; on conclut de ce fait que le noir de fumée a un *pouvoir réfléchissant* nul, c'est-à-dire qu'il absorbe toute la chaleur rayonnée vers sa surface. En général les rayons de chaleur qui ne sont pas absorbés étant réfléchis, et réciproquement, on doit regarder le pouvoir réfléchissant comme complémentaire du pouvoir absorbant; ce qui permet de déduire l'un de ces pouvoirs de l'autre. En dépolissant le réflecteur on remarque que la chaleur réfléchie diminue, et que conséquemment le pouvoir absorbant de la substance du miroir augmente. Mais pour éviter la perte de l'instrument, qui résulte de l'emploi du procédé dont il s'agit, on ne doit s'en servir que pour éprouver les substances qui peuvent s'appliquer sur le réflecteur sans l'altérer d'une manière permanente.

Leslie a employé pour mesurer les pouvoirs absorbants un autre moyen qui conduit à des résultats inexacts. Il consiste à recouvrir la boule du thermomètre focal d'une feuille ou d'une couche de la substance que l'on veut éprouver; plus son pouvoir réfléchissant sera faible, plus il y aura de chaleur absorbée par

le thermomètre pour en élever la température. L'inexactitude de ce procédé résulte en partie de ce que des substances différentes peuvent atteindre le même degré de température en absorbant des quantités inégales de chaleur; mais l'erreur tient principalement à ce que les indications du thermomètre focal, parvenu à l'état stationnaire, ne peuvent plus être regardées comme proportionnelles aux quantités de chaleur reçues et enlevées, cette proportionnalité étant fondée sur la loi du refroidissement de Newton, qui n'est applicable qu'à des surfaces rayonnantes de même nature.

243. Mais voici un dernier procédé susceptible de beaucoup d'exactitude et d'une application facile. C'est encore le pouvoir réfléchissant qu'on détermine directement, mais au lieu d'altérer le réflecteur, on prend un disque plan de métal, qu'on recouvre de la substance à éprouver; le cube chaud étant placé à une certaine distance du miroir, et le foyer conjugué F étant connu, on dispose le disque perpendiculairement à l'axe; de manière que son centre D soit sur cet axe, entre F et le réflecteur; on amène ensuite la boule du thermomètre en F', point tel que : F'D = DF. Il résulte de la loi connue de la réflexion, que les rayons de chaleur brisés par le réflecteur, et qui tendent à concourir en F, se réfléchiront en partie sur le disque pour venir concourir au point F'. (Pouvoir réfléchissant ou réflecteur.) (Fig. 137.)

Ainsi, le corps chaud restant à la même distance et conservant la même température, le réflecteur étant d'ailleurs toujours le même, si l'on recouvre le disque de substances différentes, les effets observés sur le thermomètre focal devront être attribués à la plus ou moins grande quantité de chaleur réfléchie à la surface du disque. L'excès de température du thermomètre à air, parvenu à un état stationnaire, peut donc être pris pour mesure du pouvoir réfléchissant de la substance dont le disque est recouvert. Leslie a ainsi obtenu les valeurs numériques suivantes pour les pouvoirs réfléchissants de certains corps, en représentant par 100 celui du laiton : argent 90, étain 80, acier 70, plomb 60, verre 10, huile 5, noir de fumée 0.

Il résulte de l'inspection des deux séries de corps, rangés suivant l'ordre décroissant de leurs pouvoirs émissif et réfléchissant (§ 224), que les corps qui émettent le plus de chaleur, réfléchissent aussi une moindre portion de celle qui tombe sur leur surface, ou en absorbent une plus grande partie. Tout porte donc à regarder le pouvoir absorbant d'un corps comme proportionnel à son pouvoir émissif.

Proportionnalité des pouvoirs émissif et absorbant.

244. On peut démontrer par l'expérience que cette proportionnalité existe réellement. On se sert à cet effet de l'appareil suivant, imaginé par M. Dulong. Un vase cylindrique BB', dont l'axe est horizontal, est rempli d'eau chaude; ses deux bases ont des pouvoirs émissifs différents, par exemple l'une d'elles B étant recouverte
FIG. 138. d'une feuille métallique, l'autre B' est enduite d'une couche de noir de fumée. Ce vase est placé entre deux autres cylindres creux fermés R et R', remplis d'air, et formant les deux boules d'un thermomètre différentiel. Les bases de ces réservoirs sont égales en surface et parallèles aux bases du vase échauffant; elles ont des pouvoirs absorbants différents, celle R qui regarde la face brillante B est enduite de noir de fumée, au contraire celle R' placée vis-à-vis de la face noire B', est recouverte d'une feuille métallique de même nature que la base B.

Le vase chaud peut glisser parallèlement à l'axe des cylindres; on le fait mouvoir lentement, de manière à lui faire atteindre une position telle que le liquide du thermomètre différentiel indique l'égalité de température des deux boules. Or quand cette condition est remplie, on observe toujours que le vase est à égale distance entre les deux réservoirs, et cela quelles que soient les deux substances qui recouvrent, l'une les faces B et R', l'autre B' et R. Pour déduire les conséquences mathématiques de ce résultat de l'expérience, soient: d la distance qui sépare B de R, ou B' de R', lorsque le thermomètre différentiel indique l'égalité; T la température du liquide échauffant, t celle des deux boules; E_m et A_m les pouvoirs émissif et absorbant de la substance qui recouvre les faces B et R'; E_n et A_n les mêmes pouvoirs pour les faces semblables B' et R; enfin S l'aire commune des quatre bases B, B', R, R'.

Chaque point de la base B du vase chaud envoie au réservoir voisin un cône de rayons de chaleur, qui enveloppe sa face R, et dont l'ouverture dépend de la distance d. La quantité totale de chaleur rayonnée de B à R dépendra donc de cette distance d et de la surface S ou du nombre de cônes divergents. Cette quantité varie d'ailleurs avec T; elle est de plus proportionnelle au pouvoir émissif E_m de B. Enfin elle ne pénètre qu'en partie dans l'intérieur du réservoir; cette fraction est proportionnelle au pouvoir absorbant A_m de R, et dépend de sa température t lorsqu'on ne considère que l'effet thermométrique qu'elle peut produire. Ainsi la quantité de chaleur que l'air du réservoir R reçoit du corps chaud dans l'unité de temps est égale au produit $E_m A_n$ multiplié par une certaine fonction F (T, t, d, S). On démontrerait pareillement que l'air du réser-

voir R′ reçoit dans le même temps une quantité de chaleur égale au produit $E_n A^m$ multiplié par la même fonction F (T, *t*, *d*, S).

Or puisque les deux boules conservent une même température lorsqu'elles sont à une même distance du corps chaud, il faut en conclure qu'elles reçoivent alors autant de chaleur l'une que l'autre. Les deux expressions précédentes doivent donc être égales, ce qui conduit à l'équation $E_m A_n = E_n A_m$, ou à la proportion $A_m : A_n :: E_m : E_n$. Ainsi l'expérience précédente prouve que les pouvoirs absorbants des corps pour la chaleur, sont proportionnels à leurs pouvoirs émissifs; ils peuvent donc être représentés spécifiquement par les mêmes nombres.

245. Il y a plus, on peut prouver que le pouvoir émissif et le pouvoir absorbant doivent avoir la même expression numérique. On se sert à cet effet d'un appareil, imaginé par MM. Dulong et Petit, pour étudier les lois du refroidissement des corps, et dont plus tard nous détaillerons complétement la construction et l'emploi. On recouvre la boule d'un thermomètre de la substance dont on veut comparer les pouvoirs émissif et absorbant; cette boule étant amenée à une certaine température, est ensuite disposée au centre d'un ballon de métal, dont la paroi intérieure est enduite d'une couche de noir de fumée, et dans lequel on peut faire le vide. La tige du thermomètre traverse l'enveloppe, et l'on peut lire à l'extérieur la marche de cet instrument. Enfin le ballon est plongé dans un bain de liquide, dont on peut graduer à volonté la température constante.

Égalité des pouvoirs émissif et absorbant.

Fig. 139.

Premièrement : le bain étant à la température de la glace fondante, on introduit le thermomètre lorsque sa température est de 10°; on fait le vide rapidement, le thermomètre se refroidit, et lorsque sa température n'est plus que de 5°, on étudie sa marche descendante, en observant ses indications à des intervalles de temps égaux. On peut déduire de la série décroissante de ces observations l'abaissement de température que le thermomètre à dû subir dans un instant très-petit, $\frac{1}{100}$ de seconde par exemple, à partir du moment où sa température était de 5°. En effet, les termes de cette série vérifient avec assez d'exactitude une équation de la forme $\theta = 5\left(\frac{1}{m}\right)^t$; θ étant l'excès variable de la température du thermomètre sur celle 0° de l'enceinte, t le temps compté à partir de l'époque où cet excès était 5°, et m un nombre plus grand que l'unité déduit de l'une quelconque des observations, ou d'un couple de valeurs de θ et de t; on déduit de là pour la vitesse du refroidissement définie au § 218, $V = -\frac{d\theta}{dt} = \theta \log. m$; sa valeur correspon-

dante à l'excès $\theta = 5°$ sera donc 5 log. *m*, et en multipliant ce nombre, maintenant connu par le temps très-court $\frac{1}{100}$ de seconde, on aura l'abaissement de température cherché.

Or cet abaissement est dû à la perte de chaleur que le thermomètre fait dans le même instant, et peut servir de mesure à cette perte, qui est proportionnelle d'une part à l'excès 5° de la température du thermomètre sur celle de l'enceinte, puisque la loi du refroidissement de Newton est appliquable dans cette circonstance, et d'autre part au pouvoir émissif E de la substance qui recouvre la boule. Ainsi cet abaissement doit être égal au nombre 5 E, multiplié par un coefficient *a*, dépendant de la nature et des dimensions du thermomètre.

Secondement : le bain étant entretenu à la température de 10°, on introduit le thermomètre après l'avoir laissé séjourner dans la glace fondante; le vide étant fait, et le thermomètre qui s'échauffe parvenu à 5°, on observe ses indications, toujours après des temps égaux. La série ascendante de ces observations permet de calculer l'accroissement de température que le thermomètre a dû éprouver, dans un centième de seconde, à partir du moment où sa température était de 5°. Cet accroissement est dû à la quantité de chaleur que le thermomètre a reçue dans ce temps très-court, et qui peut être représentée, comme dans le cas précédent, par la différence 5° des températures de l'enceinte et du thermomètre, multipliée par le pouvoir absorbant A de la substance qui couvre la boule, et par le même coefficient *a* de la première expérience, puisque les éléments qui peuvent influer sur la valeur de ce coefficient sont les mêmes dans les deux cas.

Or on trouve toujours deux résultats numériques égaux, pour l'abaissement de température déduit de la première expérience, et pour l'accroissement donné par la seconde. Il suit de là que les deux expressions $5aE$ et $5aA$ sont égales, et que conséquemment le pouvoir émissif E de la substance qui recouvre la boule du thermomètre est égal à son pouvoir absorbant A. Cette égalité a été reconnue pour toutes les substances qu'on a soumises aux mêmes expériences. Elle existe aussi pour une même substance quelle que soit la température du thermomètre à laquelle on observe la vitesse du refroidissement et celle de son échauffement, et quelle que soit alors la différence de cette température et de celle de l'enceinte, pourvu que ces éléments soient compris dans les limites qui permettent d'appliquer la loi du refroidissement de Newton.

246. L'appareil thermo-électrique de M. Melloni, appliqué à la mesure des pouvoirs émissifs et absorbants, conduit à des conséquences qu'il importe de connaître. Pour comparer les pouvoirs émissifs on se sert de cubes semblables à ceux employés par Leslie, dont les faces sont aussi recouvertes de différentes substances, et dans lesquelles on entretient de l'eau en ébullition, au moyen d'une lampe à alcool placée au-dessous, en ayant soin de masquer sa flamme par des écrans convenables afin qu'elle ne puisse rayonner directement vers la pile. Les déviations de l'index étant différentes d'une face rayonnante à l'autre, quoique le cube ait toujours la même température 100°, et soit toujours à la même distance, on peut prendre les rapports des nombres fournis par la table de graduation et correspondants à ces déviations, pour ceux des pouvoirs émissifs des substances qui recouvrent la source. M. Melloni a trouvé de cette manière que les pouvoirs émissifs de diverses substances sont représentés par les nombres suivants, en prenant pour 100 celui du noir de fumée : carbonate de plomb 100, colle de poisson 91, encre de Chine 85, gomme laque 72, surface métallique 12.

Variations du pouvoir absorbant.

Pour comparer les pouvoirs absorbants, on place successivement près de la pile des disques de cuivre mince, dont les faces postérieures sont toutes noircies, tandis que leurs faces antérieures ou qui regardent la source sont recouvertes de substances différentes d'un disque à l'autre. On observe pour chacun d'eux la déviation de l'aiguille provenant de la chaleur qu'il absorbe, ou plutôt de celle qu'il émet ensuite vers la pile lorsqu'il est suffisamment échauffé. Cette déviation commence quelques secondes après que l'écran opaque est enlevé, augmente graduellement, et en 5 à 6 minutes atteint un maximum stable. C'est ce maximum de déviation que M. Melloni prend pour mesure du pouvoir absorbant de la substance qui recouvre le disque essayé.

Or, en adoptant ce genre de mesure, on trouve des nombres très-différents pour la même substance suivant l'origine des rayons calorifiques. Voici les valeurs des pouvoirs absorbants que M. Melloni a obtenus, en employant successivement pour source de chaleur la flamme d'une lampe sans verre, du platine incandescent, du cuivre échauffé à 400°, et un cube contenant de l'eau bouillante rayonnant par une face métallique.

SUBSTANCES.	LAMPE.	PLATINE INCANDESC^t.	CUIVRE à 400°.	CUBE à 100°.
Noir de fumée	100	100	100	100
Carbonate de plomb. . .	53	56	89	100
Colle de poisson. . . .	52	54	64	91
Encre de Chine	96	95	87	85
Gomme laque.	43	47	70	72
Surface métallique . . .	14	13,5	13	13

Ce tableau prouve que les pouvoirs absorbants varient avec l'origine des rayons calorifiques. Mais il serait faux d'en conclure que les pouvoirs émissif et aborbant d'une même substance cessent d'être égaux lorsque la température de la source dépasse 100°. Car on ne peut rapprocher la puissance d'absorber la chaleur rayonnée par la lampe, de la faculté d'émettre celle du cube à 100°; il faudrait, pour déduire des conséquences exactes d'un rapprochement semblable, avoir un moyen de mesurer les quantités de chaleur émises par différentes surfaces ayant précisément la température de la lampe, moyen qui paraît d'ailleurs très-difficile à réaliser.

Les séries des pouvoirs absorbants et émissifs obtenues par M. Melloni, dans le cas d'une source ayant la température de 100°, étant complétement identiques, on ne saurait contester l'exactitude du moyen de mesure proposé; il résulte alors de cette identité une démonstration directe de l'égalité des pouvoirs émissif et absorbant d'une même substance à la température de 100°. Et comme MM. Dulong et Petit ont constaté que cette égalité subsistait à toute température, on doit conclure des résultats trouvés par M. Melloni que les pouvoirs émissif et absorbant d'une même substance, quoique toujours égaux entre eux, varient avec l'origine des rayons calorifiques ou la température de la source.

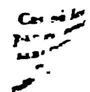
Le pouvoir absorbant paraît varier avec l'espèce des rayons qui tombent sur une même surface; car en interposant un écran de verre entre la lampe et les disques métalliques placés devant la pile, les déviations stationnaires ont donné, pour représenter les pouvoirs absorbants des diverses substances qui recouvraient ces disques, les nombres suivants : noir de fumée 100, carbonate de plomb 24, colle de poisson 45, encre de Chine 100, gomme

se fait par une multitude de filets qui se distinguent les uns des autres par des différences de vitesses. C'est sans doute uniquement par des qualités tout aussi indépendantes de la nature de la chaleur transmise que les rayons se distinguent les uns des autres. Inversement, lorsqu'un corps s'échauffe par le rayonnement, la chaleur qu'il gagne peut lui arriver par des rayons de qualités différentes, mais quand il s'approprie une portion de ces rayons, la chaleur perd son état dynamique plus ou moins hétérogène, et se transforme en chaleur statique d'espèce unique. C'est comme un vase qui se *remplit* par des veines ou des filets d'un même liquide arrivant avec des vitesses et des sections diverses.

249. Lorsqu'un corps est en équilibre de température avec les corps qui l'entourent, la quantité de chaleur qu'il contient reste constante, puisque sa température est alors stationnaire. Or cette constance peut provenir, ou de ce que le corps n'émet ni ne reçoit plus de chaleur rayonnante, ou de ce qu'il en émet et en reçoit des quantités égales dans le même temps. De là résultent deux manières d'expliquer l'équilibre dont il s'agit. Par la première, il n'y a de la chaleur rayonnée entre deux corps que quand l'un d'eux est plus chaud que l'autre; l'équilibre absolu de la chaleur existe lorsque *tous les* corps en présence ont la même température. Par la seconde, la chaleur rayonne toujours, même entre des corps ayant des températures égales; dans ce cas particulier le rayonnement réciproque produit un échange continuel, qui n'altère pas les quantités de chaleur possédées par tous les corps en présence; il y a alors ce qu'on peut appeler *équilibre mobile de température*. Équilibre mobile de température.

De ces deux manières de concevoir le mouvement de la chaleur, la première, supposant son repos absolu dans le cas de l'équilibre de température, part d'un principe qu'il est difficile de concilier avec l'une ou l'autre des deux seules hypothèses qui aient été faites jusqu'ici sur la cause des phénomènes calorifiques. La seconde, admettant au contraire le rayonnement continuel de la chaleur sans aucune restriction, paraît devoir être préférée; elle explique très-bien d'ailleurs tous les phénomènes qui se rattachent à l'échauffement et au refroidissement des corps; et en s'appuyant sur le *fait établi* ci-dessus de l'égalité des pouvoirs émissif et absorbant pour un même corps, elle rend parfaitement compte de l'équilibre de température, dans toutes les circonstances si variables où on l'observe.

250. Considérons une enceinte fermée, dont la paroi intérieure ait partout la même température *t*. Supposons d'abord que toutes les parties de cette enveloppe soient de même nature, et qu'elles



cas. D'après cela, soit un élément plan ω pris à la surface d'un corps, et recevant un faisceau de rayons de chaleur parti d'une source à la température t, et incliné d'un angle α sur le plan ω, si q représente la quantité de chaleur apportée par ce faisceau dans l'unité de temps, une certaine portion $\frac{q}{m}$ de cette chaleur est absorbée, le reste $\left(1-\frac{1}{m}\right)q$ est réfléchi; alors la fraction $\frac{1}{m}$ représente le pouvoir absorbant, et $\frac{m-1}{m}$ le pouvoir réfléchissant. Le nombre m change avec la nature du corps, il peut varier en outre avec la température t; mais ces variations sont soumises à cette loi que si le corps considéré avait lui-même la température t, il émettrait par le même élément ω, et dans une direction faisant le même angle α avec son plan, un faisceau de rayons tel que la quantité de chaleur sortie par cette voie, dans l'unité de temps, serait identiquement égale à $\frac{q}{m}$. Ce principe est en quelque sorte le résumé de toutes les recherches expérimentales que nous avons citées sur les facultés diverses que possèdent les corps d'émettre, de réfléchir et d'absorber la chaleur rayonnante. C'est en même temps la vérification la plus complète des idées théoriques énoncées dans le § 226.

Identité de la chaleur statique.

248. Il importe de remarquer que les propriétés distinctes et nombreuses de la chaleur rayonnante n'apportent aucune complication dans le phénomène de l'équilibre des températures, ni dans celui du refroidissement et de l'échauffement. Lorsqu'un corps est maintenu à une même température, il conserve évidemment une quantité de chaleur constante, et l'on doit admettre que cette chaleur, à l'état statique ou de combinaison, est homogène ou d'espèce unique; car rien n'oblige de supposer qu'elle se compose de plusieurs natures différentes : tous les faits relatifs à la recherche des caloriques spécifiques, que nous exposerons plus tard, établissent au contraire l'identité de la chaleur contenue à l'état statique dans tous les corps de la nature, quelles que soient leurs températures, et les sources qui les ont établies.

Mais lorsqu'un corps se refroidit par le rayonnement, il perd successivement une portion de la chaleur qu'il possédait à l'état de combinaison. Cette portion se transforme en chaleur dynamique ou rayonnante, et c'est seulement par cette transformation que d'homogène elle peut devenir hétérogène, en se distribuant sur des rayons qui produisent des effets différents, et qui possèdent par cette raison des qualités spéciales et distinctes. Pour fixer les idées on pourrait assimiler ce changement à celui qui s'opère dans une masse liquide d'abord en équilibre dans un vase, et qu'on laisse ensuite s'échapper par un orifice inférieur; l'écoulement du liquide

se fait par une multitude de filets qui se distinguent les uns des autres par des différences de vitesses. C'est sans doute uniquement par des qualités tout aussi indépendantes de la nature de la chaleur transmise que les rayons se distinguent les uns des autres. Inversement, lorsqu'un corps s'échauffe par le rayonnement, la chaleur qu'il gagne peut lui arriver par des rayons de qualités différentes, mais quand il s'approprie une portion de ces rayons, la chaleur perd son état dynamique plus ou moins hétérogène, et se transforme en chaleur statique d'espèce unique. C'est comme un vase qui se *remplit* par des veines ou des filets d'un même liquide arrivant avec des vitesses et des sections diverses.

249. Lorsqu'un corps est en équilibre de température avec les corps qui l'entourent, la quantité de chaleur qu'il contient reste constante, puisque sa température est alors stationnaire. Or cette constance peut provenir, ou de ce que le corps n'émet ni ne reçoit plus de chaleur rayonnante, ou de ce qu'il en émet et en reçoit des quantités égales dans le même temps. De là résultent deux manières d'expliquer l'équilibre dont il s'agit. Par la première, il n'y a de la chaleur rayonnée entre deux corps que quand l'un d'eux est plus chaud que l'autre; l'équilibre absolu de la chaleur existe lorsque *tous les* corps en présence ont la même température. Par la seconde, la chaleur rayonne toujours, même entre des corps ayant des températures égales; dans ce cas particulier le rayonnement réciproque produit un échange continuel, qui n'altère pas les quantités de chaleur possédées par tous les corps en présence; il y a alors ce qu'on peut appeler ***équilibre mobile de température***. Équilibre mobile de température.

De ces deux manières de concevoir le mouvement de la chaleur, la première, supposant son repos absolu dans le cas de l'équilibre de température, part d'un principe qu'il est difficile de concilier avec l'une ou l'autre des deux seules hypothèses qui aient été faites jusqu'ici sur la cause des phénomènes calorifiques. La seconde, admettant au contraire le rayonnement continuel de la chaleur sans aucune restriction, paraît devoir être préférée; elle explique très-bien d'ailleurs tous les phénomènes qui se rattachent à l'échauffement et au refroidissement des corps; et en s'appuyant sur le fait établi ci-dessus de l'égalité des pouvoirs émissif et absorbant pour un même corps, elle rend parfaitement compte de l'équilibre de température, dans toutes les circonstances si variables où on l'observe.

250. Considérons une enceinte fermée, dont la paroi intérieure ait partout la même température t. Supposons d'abord que toutes les parties de cette enveloppe soient de même nature, et qu'elles Cas où les parois sont sans pouvoir réflecteur.

aient un pouvoir absorbant absolu, ou un pouvoir réfléchissant nul. De chacune de ces parties il partira des rayons de chaleur, qui tomberont sur toutes les autres pour y être absorbées en totalité. Un point pris dans l'intérieur de l'enceinte sera ainsi traversé à chaque instant par une infinité de rayons qui s'y croiseront dans tous les sens. Or on peut démontrer, en s'appuyant sur les lois de la chaleur rayonnante, que si la température t reste constante, la quantité de chaleur qui aboutit à ce point intérieur dans un temps donné, est toujours la même en quelque endroit que ce point se trouve placé, et quelle que soit la forme de l'enceinte.

Soient m le point considéré; ω un élément de la surface de l'enceinte; α l'angle que la direction ωm fait avec la normale à l'élé- FIG. 141. ment ω; $\omega m = r$; i l'intensité de la chaleur qui part dans la direction normale, de l'unité de surface de l'enceinte, cette quantité dépendant uniquement du pouvoir émissif de la paroi, et ne contenant aucune portion de chaleur réfléchie, puisque nous supposons que le pouvoir réfléchissant de l'enveloppe est nul; la quantité de chaleur reçue par m de l'élément ω sera, d'après les lois de la chaleur rayonnante : $\frac{i\omega \sin. \alpha}{r^2}$.

Imaginons la sphère de rayon r dont m serait le centre, et soit ω' la projection de l'élément ω sur la surface de cette sphère; on aura évidemment $\omega' = \omega \sin. \alpha$, et l'expression précédente pourra se mettre sous la forme $\frac{i\omega'}{r^2}$. Imaginons encore une sphère ayant pour rayon l'unité de longueur et dont m serait encore le centre; soit θ la portion de la surface de cette sphère comprise dans le cône dont m est le sommet, et ω' la base; on aura $\theta = \frac{\omega'}{r^2}$, et l'expression de la quantité de chaleur que le point m reçoit de l'élément ω sera définitivement $i\theta$. Il suit de cette dernière valeur que la quantité de chaleur reçue en m de toutes les parties de l'enceinte, quelles que soient sa forme et son étendue, sera égale à i multiplié par la surface de la sphère du rayon 1, ou à $4\pi i$; ce qui démontre le théorème énoncé. Si le point m était pris sur la paroi elle-même, il ne recevrait évidemment de toutes les autres parties de cette paroi que la moitié de la quantité de chaleur $4\pi i$ ou seulement $2\pi i$.

Ainsi un point quelconque pris dans l'intérieur de l'enceinte, quelle qu'en soit la forme et l'étendue, sera traversé, dans une direction donnée, par la même quantité de chaleur que si ce point était au centre d'une enveloppe sphérique, de même nature que l'enveloppe proposée, et à la même température t dans toutes ses parties; d'où il suit évidemment que cette quantité de chaleur sera indépendante de la direction considérée, qu'elle sera la même dans

toutes les directions et pour tous les points intérieurs. Pareillement, un point de la paroi recevra dans une direction donnée, la même quantité de chaleur que si l'enveloppe proposée était hémisphérique, et que le point considéré fût au centre de sa base; d'où il suit encore que cette quantité de chaleur est la même dans toutes les directions, et pour tous les points de la paroi.

Il résulte aussi de la loi que suit la chaleur émise obliquement, et de ce qu'un faisceau de rayons parallèles n'éprouve aucune diminution d'intensité en raison de la distance, que si l'on imagine dans l'enceinte proposée un cylindre quelconque dont la section normale ait une surface B, toute autre section faite dans ce cylindre sera traversée, dans la direction des arêtes, par une même quantité de chaleur dont l'expression sera B*i*. La partie de la paroi découpée par ce cylindre, et sur laquelle tombera cette quantité de chaleur B*i* dans la direction donnée, ayant un pouvoir réfléchissant nul, l'absorbera entièrement; or elle émet dans la direction opposée une quantité de chaleur précisément égale à B*i*; il résulte donc de là que dans le cas où l'enveloppe a un pouvoir réfléchissant nul, chacune de ses parties reçoit de toutes les autres autant de chaleur qu'elle leur en envoie.

251. Supposons maintenant qu'un élément ω de la paroi possède seul un pouvoir réfléchissant, ou que son pouvoir absorbant cesse d'être absolu, mais qu'il conserve la même température *t*. Si les autres parties de l'enveloppe restent dans leur état primitif, l'élément ω recevra toujours, dans une direction donnée Dω, faisant un angle α avec sa surface, une quantité de chaleur réprésentée par $i\omega$ sin. α; car ω sin. α est la section normale du cylindre dont la génératrice serait parallèle à cette direction, et qui aurait pour courbe directrice le périmètre de l'élément ω. Une portion seulement $\frac{i\omega \sin.\alpha}{m}$ de cette quantité de chaleur sera absorbée, le reste $\left(1-\frac{1}{m}\right) i\omega$ sin. α sera réfléchi. Cas général.

Les fractions $\frac{1}{m}$, $1-\frac{1}{m}$, représentent ici les pouvoirs absorbant et réflecteur de l'élément ω; quant à son pouvoir émissif il est égal au pouvoir absorbant et doit être conséquemment représenté par $\frac{1}{m}$; c'est-à-dire que si une quantité *q* de chaleur était émise par l'élément ω dans une cartaine direction, lorsque cet élément avait encore un pouvoir réfléchissant nul, il n'émettra plus maintenant dans la même direction, qu'une quantité de chaleur égale à $\frac{q}{m}$. Ainsi l'élément ω n'enverra de l'intérieur de la paroi, et dans la direction considérée ωD, que $\frac{i\omega \sin.\alpha}{m}$ unités de chaleur; et comme cette quantité

est précisément égale à celle venue dans la direction opposée Dω, et qu'il a absorbée, sa température ne sera pas altérée par cet échange.

La portion de chaleur $\frac{i\omega \sin. \alpha}{m}$ émise suivant ωD, n'est pas la seule qui se meuve dans la même direction. En effet, soit ωD' le rayon réfléchi correspondant au rayon incident Dω, il tombe sur ω dans la direction D'ω, et dans l'unité de temps, une quantité de chaleur représentée par $i\omega$ sin. α, dont une portion $\frac{i\omega \sin. \alpha}{m}$ est absorbée, et l'autre $\left(1 - \frac{m}{1}\right)$ $i\omega$ sin. α est réfléchie suivant ωD; cette dernière s'ajoute donc à la chaleur émise dans la même direction. C'est ce qui donne en tout $\frac{i\omega \sin. \alpha}{m} + \left(1 - \frac{1}{m}\right)$ $i\omega$ sin. α, ou simplement $i\omega$ sin. α, pour la quantité totale de chaleur qui part de l'élément ω, dans la direction ωD, laquelle quantité est conséquemment égale à celle qui arrive dans un sens opposé. Ainsi la température des autres parties de l'enceinte ne sera pas altérée par le changement de nature du seul élément ω.

Le pouvoir réflecteur que différentes parties de la paroi peuvent acquérir, ne change donc rien à l'équilibre de température, ni au mouvement de la chaleur dans l'enceinte proposée. Un point quelconque pris dans son intérieur est toujours traversé par la même quantité de chaleur 4 ϖi. Il tombe toujours sur tout point de la paroi, et dans toute direction, une quantité de chaleur égale à celle qui part de ce point dans un sens opposé, et qui reste constante, soit qu'elle rayonne entièrement de l'intérieur de l'enveloppe, soit qu'une partie provienne de la chaleur réfléchie. En un mot ces quantités de chaleur dépendent uniquement de la température uniforme de l'enveloppe, et nullement de sa forme, de son étendue, ni de sa nature homogène ou hétérogène.

252. Il suit de ce théorème général, qu'un thermomètre placé dans une enceinte dont toute la paroi a une même température, quand il est parvenu à l'état stationnaire, ne doit être nullement influencé par l'interposition d'un écran qui l'empêcherait de recevoir les rayons de chaleur partis d'une portion de l'enceinte, si cet écran, quelle que soit sa nature, est à la même température que les parois. Car dans ces circonstances l'écran ne fera que substituer les rayons de chaleur qu'il émet et qu'il réfléchit, à ceux émis et réfléchis par la portion de paroi de l'enceinte qu'il intercepte, et il résulte de ce qui précède que la somme des premiers rayons sera égale à celle des seconds, si comme on le suppose l'écran est à la même température.

Si on dispose dans l'enceinte deux réflecteurs sphériques BC, MN, en regard l'un de l'autre, dont les foyers soient occupés, l'un par un corps A, et l'autre par un thermomètre T, la température indiquée par ce thermomètre restera encore stationnaire, et égale à celle de l'enceinte, lorsque le corps A et les réflecteurs BC et MN seront à la même température que les parois interceptées. Car si i représente l'intensité des rayons de chaleur qui partent normalement de la surface de l'enceinte, qu'ils soient tous émis de l'intérieur des corps qui forment les parois, ou qu'une partie provienne de la réflexion à leur surface, i sera aussi l'intensité des rayons partis du corps A vers le réflecteur BC, qui en absorbera une partie et réfléchira l'autre; mais de telle manière que l'intensité des rayons émis et réfléchis vers le réflecteur MN soit toujours i. Enfin i sera encore l'intensité des rayons émis et réfléchis par le réflecteur MN vers le thermomètre T, qui recevra conséquemment la même quantité de chaleur qu'avant l'interposition des deux réflecteurs et du corsps A. Fig. 142.

253. Mais si le corps A a une température plus grande ou plus petite que celle des corps environnants, le thermomètre T devra monter ou descendre. En effet i' représentant l'intensité des rayons émis et réfléchis par le corps A vers le miroir BC, et i' étant plus grand ou plus petit que i, le réflecteur BC réfléchira vers MN plus ou moins de rayons que si A avait la température de l'enceinte. L'intensité i'' des rayons allant de BC à MN sera donc plus grande ou moindre que i. Ainsi MN réfléchira vers T plus ou moins de rayons que si la chaleur qui tombe à sa surface avait l'intensité i, la totalité des rayons émis et réfléchis par le réflecteur MN vers le thermomètre T, aura donc une intensité i''' plus grande ou plus petite que i. D'où il suit que le thermomètre T absorbera dans ces circonstances plus ou moins de rayons qu'avant l'interposition des réflecteurs et du corps A; sa température devra donc s'élever ou s'abaisser. Réflexion apparente du froid.

L'expérience confirme ces conséquences théoriques. Lorsque le corps A est à une température plus élevée que celle des corps environnants, l'index d'un thermomètre à air placé en T, marche au chaud. Lorsque ce corps est à une température plus basse que celle extérieure, si c'est un morceau de glace par exemple, la température de l'enceinte étant de 10 à 15° au-dessus de zéro, on voit le thermomètre baisser. Dans les deux cas on remarque que l'effet produit sur le thermomètre focal est d'autant plus grand en valeur absolue que le pouvoir absorbant du corps A est plus considérable; ce qui tient à ce qu'alors le pouvoir réfléchissant de A est d'autant

dante à l'excès $\theta = 5°$ sera donc 5 log. *m*, et en multipliant ce nombre, maintenant connu par le temps très-court $\frac{1}{100}$ de seconde, on aura l'abaissement de température cherché.

Or cet abaissement est dû à la perte de chaleur que le thermomètre fait dans le même instant, et peut servir de mesure à cette perte, qui est proportionnelle d'une part à l'excès 5° de la température du thermomètre sur celle de l'enceinte, puisque la loi du refroidissement de Newton est appliquable dans cette circonstance, et d'autre part au pouvoir émissif E de la substance qui recouvre la boule. Ainsi cet abaissement doit être égal au nombre 5 E, multiplié par un coefficient *a*, dépendant de la nature et des dimensions du thermomètre.

Secondement : le bain étant entretenu à la température de 10°, on introduit le thermomètre après l'avoir laissé séjourner dans la glace fondante; le vide étant fait, et le thermomètre qui s'échauffe parvenu à 5°, on observe ses indications, toujours après des temps égaux. La série ascendante de ces observations permet de calculer l'accroissement de température que le thermomètre a dû éprouver, dans un centième de seconde, à partir du moment où sa température était de 5°. Cet accroissement est dû à la quantité de chaleur que le thermomètre a reçue dans ce temps très-court, et qui peut être représentée, comme dans le cas précédent, par la différence 5° des températures de l'enceinte et du thermomètre, multipliée par le pouvoir absorbant A de la substance qui couvre la boule, et par le même coefficient *a* de la première expérience, puisque les éléments qui peuvent influer sur la valeur de ce coefficient sont les mêmes dans les deux cas.

Or on trouve toujours deux résultats numériques égaux, pour l'abaissement de température déduit de la première expérience, et pour l'accroissement donné par la seconde. Il suit de là que les deux expressions $5aE$ et $5aA$ sont égales, et que conséquemment le pouvoir émissif E de la substance qui recouvre la boule du thermomètre est égal à son pouvoir absorbant A. Cette égalité a été reconnue pour toutes les substances qu'on a soumises aux mêmes expériences. Elle existe aussi pour une même substance quelle que soit la température du thermomètre à laquelle on observe la vitesse du refroidissement et celle de son échauffement, et quelle que soit alors la différence de cette température et de celle de l'enceinte, pourvu que ces éléments soient compris dans les limites qui permettent d'appliquer la loi du refroidissement de Newton.

Variations du pouvoir absorbant.

246. L'appareil thermo-électrique de M. Melloni, appliqué à la mesure des pouvoirs émissifs et absorbants, conduit à des conséquences qu'il importe de connaître. Pour comparer les pouvoirs émissifs on se sert de cubes semblables à ceux employés par Leslie, dont les faces sont aussi recouvertes de différentes substances, et dans lesquelles on entretient de l'eau en ébullition, au moyen d'une lampe à alcool placée au-dessous, en ayant soin de masquer sa flamme par des écrans convenables afin qu'elle ne puisse rayonner directement vers la pile. Les déviations de l'index étant différentes d'une face rayonnante à l'autre, quoique le cube ait toujours la même température 100°, et soit toujours à la même distance, on peut prendre les rapports des nombres fournis par la table de graduation et correspondants à ces déviations, pour ceux des pouvoirs émissifs des substances qui recouvrent la source. M. Melloni a trouvé de cette manière que les pouvoirs émissifs de diverses substances sont représentés par les nombres suivants, en prenant pour 100 celui du noir de fumée : carbonate de plomb 100, colle de poisson 91, encre de Chine 85, gomme laque 72, surface métallique 12.

Pour comparer les pouvoirs absorbants, on place successivement près de la pile des disques de cuivre mince, dont les faces postérieures sont toutes noircies, tandis que leurs faces antérieures ou qui regardent la source sont recouvertes de substances différentes d'un disque à l'autre. On observe pour chacun d'eux la déviation de l'aiguille provenant de la chaleur qu'il absorbe, ou plutôt de celle qu'il émet ensuite vers la pile lorsqu'il est suffisamment échauffé. Cette déviation commence quelques secondes après que l'écran opaque est enlevé, augmente graduellement, et en 5 à 6 minutes atteint un maximum stable. C'est ce maximum de déviation que M. Melloni prend pour mesure du pouvoir absorbant de la substance qui recouvre le disque essayé.

Or, en adoptant ce genre de mesure, on trouve des nombres très-différents pour la même substance suivant l'origine des rayons calorifiques. Voici les valeurs des pouvoirs absorbants que M. Melloni a obtenus, en employant successivement pour source de chaleur la flamme d'une lampe sans verre, du platine incandescent, du cuivre échauffé à 400°, et un cube contenant de l'eau bouillante rayonnant par une face métallique.

fractions des rayons étrangers qui traversent son système, ou qui passent dans son voisinage. Posons donc cette hypothèse en principe, et cherchons à expliquer de cette manière la propagation de la chaleur dans un corps solide, que nous supposerons homogène et athermane.

Loi du rayonnement particulaire intérieur.

255. Deux particules m et m' assez voisines pour que des rayons partis de l'une puissent arriver à l'autre, sans être totalement éteints par les pertes éprouvées dans les systèmes traversés, échangeront par leur rayonnement réciproque deux quantités de chaleur qui seront égales si leurs températures sont les mêmes. Mais si l'une d'elles a une température t plus grande que celle t' de la seconde, celle-ci gagnera par cet échange une certaine quantité de chaleur, qui, toutes choses égales d'ailleurs, doit être proportionnelle à l'excès $(t-t')$; car cet excès est très-petit, puisque le corps étant supposé athermane, les deux molécules sont nécessairement très-voisines, et l'on peut admettre ici que la loi du refroidissement de Newton est applicable en toute rigueur. Ainsi la particule m' recevra de m une quantité de chaleur $q=\alpha(t-t')$; le coefficient α est indépendant de t et t', mais il représente une fonction de la distance mm' décroissant rapidement à mesure que cette distance augmente, de telle sorte qu'elle devient nulle quand la variable acquiert une grandeur appréciable.

Dans un même corps homogène, c'est-à-dire dont toutes les particules ont la même nature, des masses égales, et agissent conséquemment de la même manière sur la chaleur rayonnante, α ne varie qu'avec la distance, on peut aussi supposer qu'il ne change pas avec la direction de la ligne mm'. Il n'en serait plus de même évidemment si le corps était hétérogène, ou composé de particules ayant des masses inégales et des propriétés calorifiques différentes. Dans tous les cas, il n'y a communication de chaleur dans la direction mm' que si la température t de m surpasse celle t' de m'; car si $t=t'$, ces deux particules font un échange égal, il n'y a perte ni gain pour aucune.

Loi des températures dans un mur solide. Fig. 143.

256. Pour réduire la communication de la chaleur à sa plus grande simplicité, nous la considérerons dans un mur solide homogène, d'épaisseur constante e, dont les faces A et B planes, parallèles et indéfinies, sont entretenues par des moyens quelconques à des températures constantes a et b; a étant plus grand que b. Il est évident que si l'on imagine le corps partagé en couches égales, par une infinité de sections planes, parallèles aux bases A et B, et équidistantes, chacune de ces couches aura à chaque instant la même

température dans toute son étendue. Le mur ayant d'abord la température b sur toute son épaisseur, la couche voisine de A recevra de la chaleur de la source constante avec laquelle cette base est en contact, en transmettra à la suivante, celle-ci à la troisième, et ains de suite.

La température de chaque section croîtra jusqu'à une certaine limite et restera ensuite stationnaire. Toutes les sections auront acquis leurs températures finales lorsqu'elles seront toutes traversées par la même quantité de chaleur dans le même temps, ou lorsqu'une couche quelconque cèdera autant de chaleur à celle qui la suit, qu'elle en recevra de celle qui la précède. La chaleur qui traversera le mur dans chaque unité de temps sera constante et se dissipera dans la source absorbante b, avec laquelle la face B est en contact. Cet état d'équilibre doit être unique; si donc nous trouvons une formule qui représente les températures des différentes sections, et qui soit telle que l'état qu'elle exprimera doive rester constant et stationnaire, d'après les principes que nous avons admis cette formule appartiendra à l'équilibre dont nous cherchons la loi.

La loi la plus simple que l'on puisse imaginer est celle où les températures finales des couches successives décroîtraient en progression arithmétique. Soit V la température d'une particule dont la distance à la face A soit z; la loi que nous venons d'énoncer s'exprimera analytiquement par l'équation (1) $V=a-\frac{a-b}{e}z$. Or il est facile de démontrer qu'une telle loi des températures représente un état d'équilibre. En effet, considérons deux sections différentes L et L', à une distance finie l'une de l'autre; soient m et n deux molécules du corps très-voisines, placées l'une au-dessous et l'autre au-dessus de la section L, et ayant deux températures T et t; soient m' et n' deux autres molécules, placées de la même manière et aux mêmes distances par rapport à la section L', et ayant des températures T' et t'; soit enfin ζ la différence des valeurs de z, pour les points m et n, m' et n'. L'équation (1) donnera $T-t=\frac{a-b}{e}\zeta$ et aussi $T'-t'=\frac{a-b}{e}\zeta$, d'où $T-t=T'-t'$.

Si ζ est assez petit pour qu'il puisse y avoir rayonnement entre m et n, entre m' et n', l'égalité précédente entre les différences de température doit faire conclure que m' enverra autant de chaleur à n' que m à n. La même conclusion pourrait être faite pour toutes les molécules voisines des sections L et L'. Il en résulte que ces deux sections seront traversées dans le même temps par les mêmes quantités de chaleur, ou que la couche comprise entre elles perdra autant de chaleur qu'elle en recevra. L'état des températures repré

senté par la formule (1) sera donc constant; c'est donc la loi que nous cherchions. D'ailleurs on arrive à cette formule en partant de l'équation $\frac{dV}{dz} = constante$, qui exprime que dans l'état d'équilibre la différence entre les températures de deux points infiniment voisins, à deux hauteurs différant de dz, doit être la même quel que soit z.

Coefficient de la conductibilité intérieure.

257. Supposons maintenant un autre mur solide, composé de la même substance, ayant une épaisseur e', et terminé par deux faces planes, parallèles et indéfinies A' et B', entretenues à des températures constantes a' et b' ; a' étant plus grand que b'. L'état d'équilibre des températures de ce nouveau corps sera représenté par la

Fig. 144.

formule (2) $V = a' - \frac{a'-b'}{e'} z$. Soient T et t les températures de deux molécules m et n très-voisines dans le premier solide, situées l'une au-dessous l'autre au-dessus d'une section L; soient pareillement T' et t' les températures de deux molécules m' et n' du second solide, placées par rapport à une section L' de la même manière que m et n par rapport à L : on aura en vertu des formules (1) et (2): $T - t = \frac{a-b}{e}\zeta$, $T' - t' = \frac{a'-b'}{e'}\zeta$, et par suite $T - t : T' - t' :: \frac{a-b}{e} : \frac{a'-b'}{e'}$. Il est aisé de conclure de cette proportion que le rapport des quantités de chaleur Q et Q', qui traversent dans l'unité de temps l'unité de surface prise sur une section de chacun des deux murs, sera aussi égal à $\frac{a-b}{e} : \frac{a'-b'}{e'}$. Si l'on suppose $e' = 1$, $a' - b' = 1$, et que K soit alors la valeur de Q', la proportion précédente donnera $Q = K\,\frac{a-b}{e}$.

Le nombre K est ce que l'on nomme le coefficient de la conductibilité intérieure du corps pour la chaleur. C'est, comme l'on voit, la quantité de chaleur traversant, dans l'unité de temps, l'unité de surface d'une des sections d'un mur solide, ayant pour épaisseur l'unité de longueur, lorsque les deux faces parallèles de ce mur sont entretenues à des températures constantes, différant entre elles de l'unité. Ce coefficient de la conductibilité n'a encore été déterminé exactement avec sa valeur rigoureuse pour aucune substance.

Voici un moyen qu'on pourrait employer avec succès. Il consisterait à former avec la substance dont on voudrait connaître la conductibilité, un vase sphérique creux, d'une épaisseur e assez petite pour qu'on pût regarder, sans grande erreur, les aires des surfaces intérieure et extérieure comme ayant la même valeur S. On entretiendrait la paroi interne à une température constante en y faisant passer un courant de vapeur d'eau à 100°; on plongerait en outre le vase

dans la glace pilée à 0°; on déterminerait enfin le poids P de glace fondue dans le temps t. Le nombre d'unités de chaleur traversant la surface S pendant le temps t, serait alors 75 P, et l'on aurait l'équation $\frac{75P}{St} = K\frac{100}{e}$, pour déterminer K. Le nombre 75 introduit dans cette formule provient de ce que, comme on le verra par la suite, un kilogramme de glace absorbe pour se fondre la quantité de chaleur capable d'échauffer un kilogramme d'eau de 0° à 75°, et de ce qu'on est convenu de prendre pour unité de chaleur celle capable d'élever de 1° la température d'un kil. d'eau (dix-huitième leçon).

258. Considérons maintenant le cas où la face B du premier mur solide que nous avons considéré, au lieu d'être en contact avec une source constante, rayonne vers la paroi d'une enceinte dont la température soit c. Désignons toujours par b la température maintenant inconnue de la surface B dans l'état d'équilibre; la perte de chaleur faite par cette face peut être regardée comme proportionnelle à $(b-c)$, si l'on suppose cette différence assez petite pour que la loi du refroidissement de Newton puisse être appliquée dans cette circonstance. Représentons par h la quantité de chaleur que perdrait dans l'unité de temps l'unité de surface de B, si $(b-c)$ était égal a l'unité de température; h est ce qu'on appelle le coefficient de la conductibilité extérieure. $h(b-c)$ représentera la quantité de chaleur qui s'échappe actuellement par l'unité de surface de B; or cette quantité doit être égale à celle qui traverse l'unité de surface d'une section quelconque du solide; on a donc l'équation: $h(b-c) = K\frac{a-b}{e}$, qui peut servir à déterminer b lorsque les coefficients h et K sont connus pour la substance qui compose le mur. Coefficient de la conductibilité extérieure.

La détermination du nombre h pourrait être déduite d'expériences faites au moyen de l'appareil que MM. Dulong et Petit ont appliqué à la recherche des lois du refroidissement (dix-septième leçon). Il importe de remarquer que ce coefficient de la conductibilité extérieure, qui dépend à la fois de la surface du corps rayonnant et du milieu ambiant, ne doit pas être confondu avec le pouvoir émissif qui dépend uniquement de la surface. Toutefois, si le corps rayonnait dans le vide, la valeur de h correspondante pourrait servir de mesure à son pouvoir émissif.

Les nombres h et K jouent un rôle important dans la théorie analytique du mouvement et de la propagation de la chaleur dans les corps solides, que les travaux des géomètres, et principalement ceux de Fourier et de M. Poisson, ont élevée au premier rang parmi

les sciences physiques-mathématiques. Il importait donc de donner leur définition exacte, et c'est le but que nous nous sommes proposé dans les paragraphes précédents.

Lois des températures d'une barre solide.

259. Pour déduire de la théorie des conséquences qu'on pût soumettre à l'épreuve de l'expérience, on a cherché par le calcul la loi de la distribution de la chaleur dans une barre solide homogène dont une extrémité serait exposée à un foyer constant, en supposant l'épaisseur de cette barre assez petite pour qu'il fût permis de regarder tous les points intérieurs d'une même section, perpendiculaire à la longueur du solide, comme ayant la même température. Le principe de cette analyse est qu'une couche, comprise entre deux sections très-voisines, d'une part reçoit par le rayonnement intérieur une certaine quantité de chaleur de la couche qui la précède, et de l'autre part en perd par le rayonnement de la surface extérieure et en transmet à la couche suivante. Tant que la couche considérée reçoit plus qu'elle ne perd, sa température s'élève; mais il doit arriver un moment où les pertes compensent le gain, et la température de cette couche devient alors stationnaire. Il s'agit de trouver la loi des températures variables d'une même couche, et celle des températures stationnaires des différentes sections de la barre.

Soient c une section normale faite dans la barre prismatique; y sa température actuelle, celle de l'enceinte étant prise pour zéro; x la distance qui la sépare de l'extrémité exposée à la température A de la source; S l'aire de cette section, et p son périmètre; enfin soient K et h les coefficients des conductibilités intérieure et extérieure du solide proposé. La température y est en général une fonction de la distance x et du temps t dont il s'agit de découvrir la forme. Considérons trois sections successives c, c', c'', aux distances x, $x+dx$, $x+2dx$, et ayant actuellement des températures y, $y'=y+dy$, $y''=y+2dy+d^2y$. En réalité y' est moindre que y, y'' moindre que y', en sorte que dy a une valeur négative.

FIG. 145.

La couche cc', comprise entre les sections c et c', reçoit dans un temps très-court dt, par le rayonnement intérieur et à travers la base c, une quantité de chaleur égale à celle qui s'écoulerait dans le même temps, par une surface S prise sur une des sections d'un mur formé de la substance de la barre, d'épaisseur dx, et dont les faces seraient entretenues à des températures y et y'; cette quantité de chaleur aura donc pour expression $\text{SK}\frac{y-y'}{dx}dt$ (§ 257). Cette même couche cc' transmet par une communication semblable à la couche suivante $c'c''$, à travers la section c', à la même époque et dans le même temps dt, une quantité de chaleur dont l'expression, ob-

tenue de la même manière, est SK $\frac{y'-y''}{dx}$ *dt*. Enfin, toujours dans le temps *dt*, cette couche *cc'* perd par le rayonnement de la surface latérale, dont l'étendue est *pdx*, une quantité de chaleur proportionnelle à l'excès actuel de sa température sur celle des corps environnants, en admettant que la loi du refroidissement de Newton puisse être appliquée dans cette circonstance; cette seconde perte aura alors pour valeur *hpydxdt*.

Il résulte de là qu'il ne peut rester dans la couche considérée, pour élever sa température, qu'une quantité de chaleur communiquée égale à $\left(SK\frac{d^2y}{dx} - hpydx\right)dt$. Ce gain définitif, distribué sur toute la masse solide de la couche, élèvera sa température dans l'instant *dt* de $\frac{dy}{dt}dt$; et si γ représente la quantité de la chaleur nécessaire pour élever d'un degré la température de l'unité de poids de la matière solide qui forme la barre, on aura une autre expression de ce même gain, en multipliant l'effet thermométrique produit $\frac{dy}{dt}dt$, par γ et par la masse solide SD *dx* de la couche *cc'*; D représentant sa pesanteur spécifique, ou le poids de sa substance sous l'unité de volume. On devra donc avoir identiquement $\frac{d^2y}{dx^2} = \frac{hp}{KS}y + \frac{D\gamma}{K}\frac{dy}{dt}$. Telle est l'équation qui exprimera, d'après la théorie, l'état variable des températures des différentes parties de la barre.

Lorsque ces températures cesseront de croître, $\frac{dy}{dt}$ sera nul, et les pertes éprouvées par chaque couche compensant exactement le gain qu'elle fait du côté de la source, on devra avoir (1) $\frac{d^2y}{dx^2} = \frac{hp}{KS}y$. Nous nous contenterons d'interpréter cette dernière équation, qui renferme la loi des températures dans la barre parvenue à son état final. Posons pour simplifier $\frac{hp}{KS} = a^2$; l'équation (1) sera évidemment vérifiée par une fonction de la forme (2) $y = Me^{ax} + Ne^{-ax}$, quelles que soient les deux constantes arbitraires M et N, en sorte que cette fonction sera son intégrale complète. Les deux constantes peuvent être déterminées par ces deux conditions, que la température soit $y = A$ pour $x = 0$, ou sur la section en contact avec la source de chaleur, et que, si la barre a une longueur l suffisante pour que la source ne puisse pas faire parvenir de chaleur sensible à l'extrémité opposée, on ait $y = 0$ pour $x = l$; ce qui donnera deux relations d'où l'on conclura facilement M et N. On pourrait supposer aussi que la seconde extrémité de la barre fût entretenue à une température constante A' moindre que A, ce qui modifierait la dernière des équations de condition.

260. Mais la fonction (2) conduit à une conséquence indépendante des valeurs numériques des constantes, et qu'il est possible *Lois des températures stationnaires d'une barre.*

de vérifier par l'expérience. Si l'on y substitue successivement à x les valeurs x_1, x_1+i, x_1+2i, on trouvera facilement que les valeurs correspondantes y_1, y_2, y_3, de la température y, vérifient la relation $\frac{y_1+y_3}{y_2}=e^{ai}+e^{-ai}$; c'est-à-dire que le quotient $\frac{y_1+y_3}{y_2}$ est indépendant de x_1, et des constantes M et N. D'après cela, si y_1, y_2, y_3, y_4, y_5... désignent les températures stationnaires d'une série de sections de la barre, situées à des distances de la source formant une progression arithmétique dont la raison est i, on devra avoir

$$\frac{y_1+y_3}{y_2}=\frac{y_2+y_4}{y_3}=\frac{y_3+y_5}{y_4}=\ldots=e^{ai}+e^{-ai}.$$

Expériences de vérification.

201. Parmi toutes les expériences entreprises pour vérifier cette dernière conséquence théorique, et en déduire les rapports des coefficients de conductibilité relatifs à différents corps, celles faites par M. Despretz sont les plus complètes et méritent le plus de confiance. Voici le mode d'observation employé, et les résultats obtenus par ce physicien. Dans une barre de cuivre carrée, de 21 millimètres de largeur, on fit creuser, à 1, 2, 3, 4, 5, 6, décimètres d'une de ses extrémités, des trous de 6^{mm} de diamètre et de 14^{mm} de profondeur. La barre étant disposée horizontalement, et sa surface couverte d'une couche de vernis suffisamment épaisse, on mit dans chaque trou du mercure, puis le réservoir cylindrique d'un petit thermomètre qui devait indiquer la température moyenne, variable et ensuite stationnaire, de la barre au même lieu. L'extrémité située en deçà du premier thermomètre fut chauffée par un quinquet, dont la cheminée opaque aboutissait à une petite distance en dessous. La température de l'air ambiant était maintenue sensiblement constante, et indiquée par un thermomètre très-sensible. (Fig. 146.)

La source conservant la même intensité, les thermomètres équidistants ne devinrent stationnaires qu'après plus de deux heures. L'expérience fut ensuite prolongée plusieurs heures encore pour s'assurer de l'invariabilité de l'état d'équilibre établi. $t_1, t_2, \ldots t_6$, étant les excès des températures constantes indiquées par les six thermomètres, sur celle de l'air, on a trouvé

$$\frac{t_1+t_3}{t_2}=2{,}14;\ \frac{t_2+t_4}{t_3}=2{,}15;\ \frac{t_3+t_5}{t_4}=2{,}11;\ \frac{t_4+t_6}{t_5}=2{,}17.$$

M. Despretz a soumis à la même épreuve des barres de fer, d'étain, de zinc, de plomb, ayant les mêmes dimensions que celle de cuivre, et toutes recouvertes du même vernis afin qu'elles eussent la même conductibilité extérieure. L'état stationnaire de la barre de fer a donné pour quotients successifs 2,34; 2,34; 2,33; 2,31. Celui de l'étain 2,42, 2,36. Le zinc 2,35; 2,20. Enfin le plomb 2,72; 2,64.

Les quotients correspondants à une même barre étant à très-peu près égaux, on peut regarder la loi du § 260 comme suffisamment vérifiée par les expériences précédentes. Il faut remarquer d'ailleurs que la théorie développée plus haut suppose l'invariabilité des coefficients de conductibilité; elle admet en outre la loi du refroidissement de Newton, qui n'est exacte que pour de faibles excès, tandis que, dans les expériences de M. Despretz, l'excès indiqué par le thermomètre le plus voisin de la source atteignait 40 et même 50 degrés; enfin les formules calculées sont seulement applicables au cas d'une barre infiniment mince. Il n'y a donc pas identité parfaite entre les circonstances supposées et celles des expériences; ce qui suffit pour expliquer les faibles différences que l'on remarque entre les quotients successifs obtenus par M. Despretz pour une même barre métallique.

262. On peut déduire facilement des nombres précédents les rapports des pouvoirs conducteurs des métaux éprouvés. Soient : $2n$ et $2n'$ les quotients constants qui correspondent à deux barres différentes ayant les mêmes dimensions; K et K' les coefficients de leurs conductibilités intérieures; h celui de la conductibilité extérieure du vernis de même nature qui les recouvre; S l'aire et p le périmètre de leur section normale; i l'intervalle constant qui sépare les thermomètres; enfin soit posé $a^2 = \frac{hp}{KS}$, $a'^2 = \frac{hp}{K'S}$, d'où $K : K' :: a'^2 : a^2$. On a, d'après la loi théorique, $e^{ai} + e^{-ai} = 2n$; d'où l'on déduit facilement $a = \frac{1}{i} \log. \left(n + \sqrt{n^2 - 1}\right)$, et enfin $K : K' :: \left[\log. (n' + \sqrt{n'^2 - 1})\right]^2 : \left[\log. (n + \sqrt{n^2 - 1})\right]^2$. Rapport des conductibilités.

Par exemple, les expériences de M. Despretz donnant pour le cuivre et le fer : $2n = 2,14$, $2n' = 2,34$, la proportion précédente conduit à $K : K' = 2,408$. Ainsi le cuivre conduit la chaleur près de deux fois et demie mieux que le fer.

Si la barre, considérée théoriquement, est infinie, la loi de ses températures stationnaires se trouve exprimée par l'équation $y = Ne^{-ax}$; car, à une distance infinie de la source, la température ne pourrait être que celle de l'air environnant, ou zéro, ce qui exige que le terme Me^{ax} de la formule générale n'existe pas, ou que la constante M soit nulle. Ainsi les températures décroîtraient en progression géométrique, pour des distances à la source croissant en progression arithmétique. Les excès de température t_1, t_2,... atteints par les six thermomètres de la barre de cuivre, dans les expériences de M. Despretz, formaient exactement une progression géométrique dont la raison était 1,4. Mais pour le fer, l'étain, le

zinc, et surtout le plomb, le décroissement des températures stationnaires était sensiblement plus rapide que celui d'une progression géométrique. Toutefois, pour trouver des nombres qui pussent représenter approximativement les pouvoirs conducteurs de ces métaux, M. Despretz a supposé que la nouvelle loi théorique se vérifiait pour tous. Dans cette hypothèse, si q est le quotient de deux excès successifs, ou $\frac{t_1}{t_2}$, pour une même barre, on a $q = e^{ai}$, et $a = \frac{1}{i} \log. q$. On obtient facilement d'après cela K : K' :: $(\log. q')^2$: $(\log. q)^2$, formule plus simple, mais nécessairement moins exacte que celle de l'article précédent.

C'est par cette nouvelle formule que M. Despretz a déduit des expériences que nous avons citées, et d'autres du même genre, une table des pouvoirs conducteurs de différents corps. Celui de l'or étant pris pour 1000, les conductibilités d'autres subtances sont représentées par les nombres suivants : platine 981, argent 973, cuivre 898, fer 374, zinc 363, étain 304, plomb 180, marbre 24, porcelaine 12, terre des fourneaux 11. Les nombres correspondants aux trois dernières substances sont beaucoup plus incertains que ceux relatifs aux métaux; car dans l'état stationnaire d'une barre de marbre, par exemple, maintenue en contact avec une source de chaleur par une de ses extrémités, les excès de température, indiqués par des thermomètres équidistants, n'ont aucun rapport avec les deux lois théoriques énoncées plus haut; M. Despretz a trouvé dans ce dernier cas, pour deux quotients successifs, $\frac{t_1 + t_3}{t_2} = 10{,}83$, $\frac{t_2 + t_4}{t_3} = 3{,}87$.

Il y a donc une grande différence entre les pouvoirs conducteurs des métaux, et des pierres ou des substances terreuses. Mais cette anomalie ne doit rien faire conclure contre le principe qui sert de base à la théorie; savoir : que la propagation de la chaleur dans un corps solide est due au rayonnement intérieur, ou aux échanges de chaleur qui s'opèrent à distance entre les particules de ce corps. En effet, les lois trouvées plus haut supposent une homogénéité et une constitution uniforme, que ne sauraient posséder des subtances aussi hétérogènes, et aussi composées que le marbre, la porcelaine, la brique. Il suffirait qu'un corps solide fût formé de deux sortes de particules, pour que la communication de la chaleur, toujours due au rayonnement intérieur, s'y fît suivant des lois très-différentes de celles obtenues dans le cas d'une seule substance. En outre, une substance cristallisée devrait aussi communiquer la chaleur suivant des lois particulières et plus compliquées, car les pertes qu'un rayon de chaleur émis par une particule éprouverait sur une

même longueur ne pourraient plus être regardées comme indépendantes de sa direction, puisque le nombre des systèmes des particules qu'il traverserait, varierait d'une direction à une autre.

De la théorie analytique de la chaleur.

263. Quand on considère combien les circonstances simplifiées que suppose la théorie diffèrent de celles, même les moins dissemblables, qu'il est possible de réaliser, il y a lieu de s'étonner que les observations faites sur les substances métalliques n'aient pas conduit à des résultats plus éloignés de ceux fournis par le calcul; et l'on est en droit de conclure de la coïncidence presque complète des lois calculées et de celles observées sur les métaux, que le principe fondamental énoncé dans le paragraphe précédent est exact et réel. C'est ce principe ainsi vérifié, mieux même qu'il n'était possible de s'y attendre, qui sert de point de départ à la théorie analytique de la propagation de la chaleur dans les corps solides.

Le problème général que se propose cette théorie consiste à déterminer l'état variable et l'état final des températures, dans l'intérieur d'un corps solide homogène de forme donnée, dont la surface est exposée à des sources de chaleur constantes, ou rayonne dans une enceinte ayant une température connue. Les géomètres ont résolu complétement ce problème dans les cas d'un cylindre droit à base circulaire, d'une sphère et d'un corps peu différent de la sphère, d'un prisme droit à base rectangle, d'un prisme triangulaire régulier. On possède des solutions particulières pour les corps et les enveloppes terminées par des surfaces du second degré. Le cas général de la sphère, et celui d'un sphéroïde, ont conduit à des conséquences remarquables sur les lois de la distribution de la chaleur à la surface et dans l'intérieur du globe terrestre.

Mais toutes ces solutions ne doivent être considérées que comme offrant une première approximation ; il reste à trouver les perturbations que doivent apporter dans les lois trouvées la variation réelle de certains coefficients qu'on a supposés constants. Ces recherches mathématiques peuvent conduire par la suite à des découvertes importantes sur l'histoire physique du globe; mais il ne faut pas se dissimuler que leur utilité dans la théorie physique de la chaleur est extrêmement restreinte. Elles considèrent presque uniquement un seul fait particulier, celui de l'équilibre et du mouvement de la chaleur dans les corps solides homogènes; et la plupart des autres phénomènes produits par cet agent naturel sont hors de leur atteinte.

De ce que les expressions dont se servent les géomètres, dans la

théorie analytique de la chaleur, pour définir les variables et les fonctions qu'ils emploient, paraissent se rapporter plus spécialement au système de l'émission, il serait erroné de croire que les formules obtenues, et les lois qu'elles comprennent, ne peuvent être vraies que dans l'hypothèse adoptée pour simplifier les énoncés. Elles s'appliqueraient tout aussi bien, et ne subiraient aucune modification essentielle, si tout autre système venait à prévaloir; on en serait quitte pour changer les définitions; et par exemple, la quantité de chaleur, quoique variant toujours de la même manière, ne serait plus une masse de calorique transportable, ce serait, ou la force vive d'un mouvement vibratoire dans l'hypothèse des ondulations, ou la masse même du fluide qui transmet ce mouvement.

Procédés pour comparer les conductibilités.

264. Divers moyens ont été proposés pour reconnaître, parmi plusieurs substances solides, celles qui conduisent le mieux la chaleur. Ces procédés ne peuvent donner des résultats comparables, mais ils remplissent assez bien et d'une manière simple le seul but qu'on se propose d'atteindre. Voici celui qu'a imaginé Ingenhoux. Il est fondé sur ce principe évident, qu'à égalité de faculté rayonnante, une barre chauffée par un bout et parvenue à l'état stationnaire, doit posséder une température donnée, à une distance d'autant *plus* grande de la source que sa conductibilité intérieure est *plus* puissante. On forme avec différentes substances des cylindres de mêmes
Fig 147. dimensions, que l'on recouvre d'une couche de cire qui fond à 68°; on plonge chacun d'eux par une de ses extrémités dans une caisse dont il traverse horizontalement la paroi. Cette caisse étant ensuite remplie d'eau bouillante, on remarque que la cire se fond sur une étendue très-différente d'un cylindre à l'autre; c'est-à-dire que la température stationnaire de 68°, qui appartient à la section séparant la cire fondue de celle solide, se trouve située à des distances différentes de la source de chaleur. Le cylindre pour lequel cette section est plus éloignée est évidemment le meilleur conducteur.

On peut encore comparer les conductibilités des corps réductibles en feuilles minces, au moyen d'un instrument imaginé par Fourier, et qui se compose d'un vase ayant la forme d'un entonnoir renversé, dont le fond est une peau tendue et fortement attachée;
Fig. 148. ce vase contient du mercure et le réservoir d'un thermomètre. On place successivement cet appareil sur des plaques de différentes substances, ayant la même épaisseur, et posées sur un support solide entretenu à une même température élevée. Il est évident que les

températures finales et stationnaires du thermomètre, observées dans ces circonstances, seront d'autant plus hautes que les conductibilités des plaques éprouvées seront plus grandes.

265. La mobilité relative des particules qui composent les liquides et les gaz, complique le phénomène de la communication de la chaleur dans l'intérieur de ces corps. Lorsqu'un liquide est échauffé par la partie inférieure de sa masse, il semble ne se mettre en équilibre de température que par des courants intérieurs, dus aux parties plus chaudes et moins denses qui s'élèvent, tandis que celles plus froides et plus lourdes descendent vers le fond du vase. On peut manifester l'existence de ces courants, en mêlant à l'eau contenue dans un vase de verre, que l'on échauffe par son fond, de la sciure de bois de chêne dont la densité est à peu près égale à celle du liquide; les particules de cette poudre partageant les mouvements du fluide indiquent à l'œil leurs directions et leurs vitesses. Lorsqu'un liquide, d'abord échauffé, se refroidit, c'est encore par des courants analogues et inverses des précédents; on peut même diminuer la rapidité de ce refroidissement, en rendant le liquide plus visqueux ou moins mobile par une dissolution de gomme ou d'autre substance. Enfin quand une masse liquide est échauffée par sa partie supérieure, on peut tenir longtemps à la main le vase qui le contient, très-près du point où une portion du liquide est en ébullition.

Communication de la chaleur dans les liquides.

On avait cru devoir conclure de ces faits que les liquides ne peuvent s'échauffer et se refroidir que par des mouvements qui s'opèrent dans leur masse, et qui amènent successivement en contact avec les parois chaudes ou froides leurs différentes parties. On attribuait à la chaleur rayonnée ou communiquée par les parois solides, les effets thermométriques observés dans l'intérieur d'un liquide, lorsque les circonstances étaient telles que des courants ne pussent pas s'y établir. Mais on ne concevrait pas que les couches les plus voisines des sources pussent gagner ou perdre de leur chaleur, autrement que par un rayonnement particulaire semblable à celui qui a lieu dans les corps solides. D'ailleurs si l'expérience prouve que ce mode de transport de la chaleur est extrêmement faible dans les liquides, elle constate en même temps son existence.

Si l'on verse de l'éther sur de l'eau contenue dans un vase dont la paroi est traversée par la tige horizontale d'un thermomètre, ayant son réservoir cylindrique à une certaine distance au-dessous du niveau, ce thermomètre marche sensiblement, quoique d'une petite quantité, quelque temps après qu'on a mis le feu à l'éther. FIG. 149.

On ne peut pas attribuer l'augmentation de température observée dans cette circonstance au rayonnement seul des parois du vase, car si ce vase est formé de glace, qu'il contienne du mercure au lieu d'eau, et que l'on verse dessus un liquide plus chaud, le thermomètre est encore influencé; or la glace absorbe de la chaleur plutôt qu'elle n'en envoie; en outre le liquide échauffé par en haut ne peut entrer en mouvement; on ne peut donc attribuer l'effet produit qu'à la conductibilité propre du mercure.

Communication de la chaleur dans les gaz.

266. Les fluides élastiques s'échauffent et se refroidissent comme les liquides par des courants intérieurs. Il est d'ailleurs impossible de constater leur conductibilité propre, à cause de la grande mobilité de leurs particules, et du passage facile qu'ils donnent à la chaleur rayonnante. Il existe cependant une différence entre les pouvoirs que possèdent divers gaz d'enlever de la chaleur aux corps solides qu'ils touchent. Mais cette différence doit être attribuée à la plus ou moins grande rapidité du mouvement ascensionnel des couches échauffées. C'est ainsi que l'hydrogène refroidit plus promptement les corps que l'acide carbonique.

Pour empêcher un corps chaud de se refroidir trop rapidement, on peut le placer dans une enceinte entourée de plusieurs parois solides, séparées les unes des autres par de l'air ou tout autre gaz; les températures des couches d'air contenues entre les enveloppes successives formeront une série décroissante à partir de l'intérieur, et la quantité de chaleur perdue par le corps dans un certain temps deviendra moindre; car elle ne dépendra plus que de l'excès de sa température sur celle de l'enveloppe voisine, laquelle pourra être beaucoup plus élevée que la température de l'air extérieur. C'est par la même raison que l'on parvient à modérer le refroidissement d'un corps, en l'entourant de substances organiques qui recèlent toujours des gaz, ou d'enveloppes filamenteuses telles que la laine et le coton. Ces dernières substances agissent encore en gênant les mouvements des fluides élastiques qui tendent à faire disparaître les différences de température.

Lorsqu'on expose aux rayons solaires un thermomètre entouré de plusieurs enveloppes successives de verre, sa température s'élève, et peut même devenir dix fois plus grande que celle de l'air extérieur. Les expériences relatives à la transparence des corps pour la chaleur ont donné la raison de ce fait singulier; car on sait maintenant que le verre, très-diathermane pour la chaleur provenant d'une source lumineuse, ne l'est presque plus pour celle émanée d'une source obscure, telle que le thermomètre échauffé dans l'enceinte dont il s'agit.

267. La faculté que possèdent les corps de conduire plus ou moins la chaleur, d'accélérer ou d'arrêter le refroidissement, est fréquemment utilisée dans les arts. En outre, la construction des habitations et des appareils de chauffage, le choix des vêtemens suivant les saisons, le transport des masses chaudes ou froides dont il convient de conserver la température, donnent souvent lieu à des questions relatives à la conductibilité. Ces applications sont trop nombreuses pour trouver place dans ce cours, mais il ne sera peut-être pas inutile d'en décrire une, avec des détails qui permettent d'apprécier son importance.

Applications des conductibilités.

Dans les contrées du Nord, la nécessité de se garantir du froid pendant des hivers longs et rigoureux, et avec le moins de frais possible, a rendu en quelque sorte populaire la propriété dont jouissent certains corps de s'opposer beaucoup plus efficacement que d'autres à la déperdition de la chaleur. Pour entretenir dans les habitations une température sensiblement constante, de 15 à 17° centigrades, lorsque l'air extérieur peut se maintenir plusieurs mois au-dessous de — 15 ou — 20°, on se sert de poêles en brique de grandes dimensions et d'une construction particulière. Chaque chambre a ordinairement le sien; il est placé contre le mur, le plus loin possible des portes et des fenêtres; sa hauteur est de 3 à 4 mètres, et sa base, dont la forme varie, est équivalente à un carré de $1^{m},25$ de côté; sa surface faïencée a un pouvoir réflecteur assez grand. Il se compose intérieurement d'un foyer placé vers le bas, ayant 2 à 3 pieds cubes, et recouvert d'une voûte en brique; un conduit part du fond de cette voûte, s'élève en serpentant dans la masse jusqu'au sommet, redescend de la même manière, et débouche dans une cheminée étroite pratiquée dans le mur voisin.

Ce poêle ne reste allumé qu'une ou deux heures le matin; il consume de 1 à 1 ½ pieds cubes de bois de bouleau; la flamme et la fumée circulent dans le conduit et en échauffent les parois. Lorsqu'il ne reste plus dans le foyer que de la braise sans flamme, on l'étouffe en fermant la cheminée et toutes les issues. La chaleur se distribue alors plus uniformément dans l'intérieur. Cette masse chaude, dont le refroidissement est suffisamment modéré par la nature de la surface, suffit pour entretenir la température désirée dans l'appartement, pendant 24 heures. Mais il faut pour cela que l'épaisseur et la nature des murs du bâtiment, la disposition et le nombre des fenêtres, soient tels, qu'il ne se perde pas au dehors une plus grande quantité de chaleur que le poêle n'en peut fournir.

On conçoit que l'épaisseur des murs devra être d'autant moindre, pour satisfaire à cette condition, que leur substance sera moins conductrice. Les maisons en bois sont les plus chaudes et les plus économiques ; des poutres de 8 à 10 pouces d'équarrissage, superposées horizontalement, dont les joints sont remplis avec de l'étoupe tassée au marteau, et dont l'ensemble est recouvert des deux côtés par des planches de 2 pouces d'épaisseur, suffisent pour former une enceinte convenable. Dans les grandes villes, les bâtiments et même les palais sont tous en brique; les murs ont une épaisseur de 2 à 3 pieds. Les maisons de pierre ou de marbre sont très-rares; et la théorie en indique la raison, puisque le marbre conduisant deux fois mieux la chaleur que la brique, il faudrait donner aux murs une épaisseur de 6 pieds pour produire le même effet.

A l'entrée de l'hiver toutes les fenêtres sont hermétiquement fermées ; on fixe ensuite derrière chacune d'elles, et à 3 pouces de distance, un panneau vitré dont on calfeutre les joints. L'air renfermé dans cette double fenêtre doit être maintenu constamment sec, afin d'éviter le rideau de glace que formerait la vapeur d'eau en se précipitant sur les vitres refroidies par l'air extérieur. Pour cela, avant de placer le panneau, on garnit le fond de l'intervalle d'une *couche* de sable chaud dans laquelle on implante des cornets remplis de sel marin calciné. Par cette disposition les appartements sont garantis d'un refroidissement trop rapide, comme les corps disposés au milieu de plusieurs enceintes successives; la lumière du jour n'est pas masquée, et l'on profite même de la chaleur qui s'introduit avec les rayons solaires.

C'est ainsi que sans aucun foyer continu on se procure une température constante de 15 à 17° centigrades, dans laquelle on peut vivre, même vêtu légèrement, sans éprouver la plus petite sensation de froid, quoique l'atmosphère extérieure soit à 30 ou 40° plus bas. Toutefois cette vie en serre chaude a ses inconvénients; les courants devant être soigneusement évités, l'air vicié par la respiration n'est pas assez fréquemment renouvelé, malgré les vasistas, les grandes dimensions des appartements, et l'activité des foyers périodiques. Les promenades au dehors deviennent indispensables pour se maintenir en état de santé par la respiration d'un air vif et pur; des vêtements convenablement ouatés ou garnis de fourrures permettent alors de braver les froids les plus rigoureux. Ces enveloppes, composées de masses disjointes et filamenteuses, s'opposent au refroidissement de toutes les parties du corps ; et l'on peut tou-

jours leur donner une épaisseur suffisante, pour qu'elles ne laissent pas s'écouler au dehors plus de chaleur que n'en développe la vie organique.

Dans les climats tempérés, où l'on adopte comme moyen de chauffage des sources de chaleur entretenues par des foyers continus, les appareils doivent satisfaire à des conditions différentes, et en quelque sorte inverses, de celles exigées par le mode qui vient d'être décrit. Ici, comme l'air se renouvelle constamment, il importe d'augmenter l'étendue et la température des parois qui doivent lui communiquer la chaleur, afin que son échauffement soit suffisamment rapide. Il y a alors de l'avantage à ce que ces parois soient métalliques ; car pour une même épaisseur leur conductibilité étant plus grande, la température de leur surface extérieure différera moins de celle de la source qui touche la surface interne ; d'ailleurs si ces parois doivent s'opposer à un certain effort, leur nature métallique les rendant en général plus résistantes, on pourra diminuer beaucoup leur épaisseur, ce qui favorisera encore le but proposé. On explique ainsi l'usage et l'efficacité des calorifères de toute espèce, et des simples poêles en fonte avec leurs longues lignes de tuyaux de tôle.

DIX-SEPTIÈME LEÇON.

Loi du refroidissement dans le vide. — Loi du rayonnement particulaire. — Lois du refroidissement dû au contact des gaz. — Pouvoirs refroidissants des gaz. — Lois du refroidissement dans l'air.

But des recherches sur les lois du refroidissement.

268. Les recherches expérimentales que nous avons décrites, et les théories partielles qu'elles on fait naître, prouvent que le refroidissement et l'échauffement des corps par l'émission et l'absorption de la chaleur rayonnante, l'établissement de l'équilibre de température, la communication de la chaleur dans les masses pondérables, sont des faits complexes qui dépendent des propriétés calorifiques des dernières particules de la matière. C'est donc en étudiant ces propriétés mêmes que l'on peut espérer de découvrir les véritables lois de la chaleur. Le phénomène élémentaire le plus important, celui qui joue le principal rôle dans les phénomènes composés de la théorie physique de la chaleur, est la faculté que possède toute particule pondérable d'émettre à chaque instant une certaine quantité de sa chaleur propre, ou de se refroidir dans une enceinte dont le rayonnement ne lui restitue pas autant de chaleur qu'elle en perd. La loi de ce phénomène est aujourd'hui complétement connue par les recherches de MM. Dulong et Petit.

Le travail qui a conduit ces deux physiciens à la loi dont il s'agit, est sans aucun doute le plus parfait et le plus remarquable de tous les travaux que possède la physique actuelle, tant par le nombre et la grandeur des difficultés vaincues, que par la précision et la fécondité des résultats obtenus. Nous allons exposer succinctement le principe de ces recherches, et le but qu'elles ont atteint; il est à regretter cependant que les bornes du cours actuel ne permettent pas de donner les nombreux tableaux où MM. Dulong et Petit ont consigné les résultats de leurs observations, et ceux déduits par le calcul des lois qu'ils ont trouvées; car il est indispensable de faire un examen approfondi de ces tableaux, pour demeurer convaincu que toutes les lois énoncées ne sont pas seulement empiriques et approchées, mais bien réelles et exactes.

269. Considérons une simple particule pondérable, ou un corps de dimensions assez petites pour qu'on puisse supposer à chaque instant toutes ses parties à la même température. S'il était possible d'observer son refroidissement dans une enceinte totalement privée de chaleur, ou de la faculté de rayonner et de réfléchir, la quantité de chaleur perdue par ce corps, dans un instant très-court dx, ne dépendrait évidemment que de sa propre température T. Il en serait de même de la fraction de degré dT dont cette température s'abaisserait dans le même temps, laquelle peut servir à mesurer ou plutôt à comparer les pertes éprouvées aux différentes époques du refroidissement. Or nous avons démontré que cette fraction est proportionnelle à la vitesse du refroidissement V, ou au coefficient différentiel de la température $-\frac{dT}{dx}$ considéré comme fonction du temps x. La vitesse du refroidissement dépendrait donc uniquement de la température du corps. Si la fonction $V = F(T)$ qui exprime cette dépendance pouvait être déterminée par l'expérience, on en conclurait, au moyen d'une intégration convenable, la température du corps en fonction du temps; et par suite toutes les circonstances du refroidissement proposé.

Principes des recherches de MM. Dulong et Petit.

Mais l'hypothèse d'une enceinte sans chaleur ou sans rayonnement n'étant pas réalisable, il faut, pour découvrir la forme de la fonction F (T), avoir recours au refroidissement dans une enceinte vide, dont la température constante soit inférieure à celle du corps supposé. Les vitesses de ce nouveau refroidissement ne sont que les différences qui existent entre celles du refroidissement absolu du corps, et celles de son échauffement par les rayons venant des parois. Lorsque en outre l'enceinte contient un fluide élastique, le phénomène est encore compliqué par les pertes de chaleur dues au contact du gaz, lesquelles doivent suivre une autre loi que celles faites par le rayonnement. C'est en observant le décroissement des températures dans ces circonstances composées, que MM. Dulong et Petit sont parvenus à connaître la loi élémentaire du refroidissement, ou celle que suivrait un corps de petites dimensions.

Pour constater exactement les températures, il était nécessaire d'observer celles d'une masse pondérable ayant un volume assez grand, pour que son refroidissement ne fût pas tellement rapide qu'on ne pût en suivre le progrès. Dès lors on ne pouvait se servir d'un corps solide, car le phénomène eût été compliqué par l'inégale distribution de la chaleur dans son intérieur, dépendant de la conductibilité. MM. Dulong et Petit ont levé cette difficulté en observant le refoidissement d'une masse liquide peu étendue, renfermée

dans une enveloppe solide très-mince, et dont la température pouvait être regardée à chaque instant comme sensiblement la même en tous les points, à cause de la facilité avec laquelle la chaleur se distribue uniformément dans les liquides, par les courants qui s'y forment.

270. Il était important, avant d'entreprendre ces recherches, d'obtenir un instrument comparable, servant à la mesure des températures, et dont les indications ne pussent être attribuées qu'aux effets variables de la chaleur seule. C'est dans ce but que MM. Dulong et Petit ont étudié avec soin les dilatations des corps solides, et celles des gaz à de hautes températures. Ils ont déduit de cette étude préliminaire que le thermomètre à air jouissait seul de la propriété désirée (dixième et onzième Leçons). Les températures observées dans leurs expériences sur le refroidissement devaient donc être rapportées au thermomètre à air; ils ont constaté d'ailleurs qu'en se servant des indications de tout autre thermomètre, il eût été impossible de reconnaître les lois qu'ils ont découvertes.

Méthode de calcul et d'observation.

271. Voici la méthode uniforme de calcul et d'observation dont ces deux physiciens ont constamment fait usage. Ils constataient à des intervalles de temps égaux, de minute en minute par exemple, les excès de température du corps qui re refroidissait sur le milieu environhant. Si la loi de Newton avait été exacte, la série décroissante de ces excès eût dû être représentée par la formule $t=A\left(\frac{1}{m}\right)^x$; t est l'excès de température, x le temps, m un nombre variable d'un corps à l'autre. Mais cette formule ne se vérifiant jamais exactement MM. Dulong et Petit prenaient la formule empirique $t=A\left(\frac{1}{m}\right)^{\alpha x+\beta x^2}$, pour représenter un petit nombre de termes consécutifs de la série des observations, en déterminant convenablement les constantes m, B et α. Cette formule donnait avec une très-grande approximation la relation entre le temps et les excès de température, dans les limites toujours très-rapprochées de la portion de la série qui avait servi à l'interpolation. Elle procurait par la différentiation une expression de la vitesse du refroidissement ou $V=-\frac{dt}{dx}=t(\alpha+2\beta x)\log. m$, que l'on pouvait ainsi calculer numériquement pour un excès voulu de température compris dans les limites de la formule. Le nombre obtenu exprimait le nombre de degrés qu'aurait perdu la température du corps, si la vitesse du refroidissement avait conservé dans l'unité de temps la valeur qu'elle avait au commencement de cet instant.

Cela posé, MM. Dulong et Petit voulaient-ils chercher l'influence d'une des circonstances, ou de l'un des éléments du refroidissement,

dans deux ou plusieurs états arbitraires et très-différents de cet élément, toutes les autres circonstances restant les mêmes? Ils formaient, pour chacun de ces états, la série des vitesses du refroidissement correspondantes à des excès de température décroissant de 20 en 20° centig. Ils comparaient ensuite deux de ces séries, en calculant les rapports des termes correspondants aux mêmes excès température.

Si ces rapports étaient égaux ou ne différaient les uns des autres, tantôt dans un sens et tantôt dans l'autre, que de quantités assez petites pour pouvoir être attribuées aux erreurs d'observation; si en outre une égalité semblable se vérifiait entre les rapports des termes correspondants de deux quelconques des autres séries, ils concluaient que l'élément soumis à l'épreuve n'influait sur la loi qu'ils cherchaient, qu'en introduisant un facteur constant dans l'expression générale de la vitesse du refroidissement en fonction de l'excès de température.

Si cette circonstance élémentaire était susceptible d'une évaluation numérique, variable d'un état à l'autre, ils cherchaient à établir dans la suite successive des états comparés, une loi telle qu'il en résultât une autre loi simple évidente entre les rapports dont nous venons de parler, et qui, quoique constants pour chaque couple de séries, comparées, étaient variables de l'un à l'autre de ces couples. Ils parvenaient ainsi à évaluer, en fonction de la valeur numérique et variable de la circonstance élémentaire qu'ils étudiaient, le facteur qui devait exprimer son influence dans l'expression générale de la vitesse du refroidissement.

Mais si les rapports des termes sembables des séries des vitesses du refroidissement dans deux états différents étaient inégaux, MM. Dulong et Petit concluaient au contraire que la circonstance élémentaire éprouvée influait sur la loi cherchée, en introduisant des termes ou des facteurs variables avec l'excès de température dans l'expression générale de la vitesse du refroidissement. Dans ce dernier cas, si cela était nécessaire, ils cherchaient encore à établir, par de nouveaux tâtonnements, entre les états variables de l'élément considéré, une loi telle qu'il en résultât une autre loi simple et évidente entre les rapports obtenus par les comparaisons de toutes les séries prises deux à deux.

272. Il fallait avant tout examiner quelle influence pouvait avoir sur le refroidissement la quantité du liquide employé, sa nature, la forme et la substance de l'enveloppe. Pour la quantité du liquide, MM. Dulong et Petit ont observé le refroidissement dans l'air, de Recherches préliminaires.

trois thermomètres à mercure; le premier ayant 2 centimètres de diamètre, le deuxième 4 centimètres, le troisième 7. Les rapports entre les vitesses du refroidissement, correspondants aux mêmes excès de température, se sont trouvés constants du premier thermomètre au second, du premier au troisième. La partie variable de la loi cherchée est donc indépendante de la masse plus ou moins grande du liquide employé.

Pour la nature du liquide, MM. Dulong et Petit ont observé le refroidissement dans l'air, d'un matras de verre successivement rempli de mercure, d'eau, d'alcool absolu et d'acide sulfurique; la température décroissante du liquide contenu dans le matras était indiquée par un thermomètre à mercure; l'observation a prouvé que la position de la boule du thermomètre dans l'intérieur de la masse liquide était indifférente. Il y a eu égalité entre les rapports des vitesses du refroidissement correspondantes aux mêmes excès de température pour le mercure et l'alcool, pour le mercure et l'acide sulfurique. La nature du liquide n'a donc pas d'influence sur la loi cherchée.

Pour la nature du vase, on a observé le refroidissement dans l'air, du mercure contenu dans deux sphères creuses de diamètres égaux, l'un en fer-blanc, l'autre en verre. Les rapports dont nous avons parlé ont varié, et dans le même sens; on en a conclu que la nature du vase influait sur la loi du refroidissement dans l'air. On verra plus tard quelle est la nature de cette influence.

Pour la forme de l'enveloppe, on a observé le refroidissement dans l'air, de l'eau contenue dans trois vases de fer-blanc de même capacité : le premier sphérique, le second cylindrique ayant une hauteur double de son diamètre, et le troisième cylindrique aussi, mais ayant une hauteur moitié de son diamètre. Il y a eu égalité entre les rapports des vitesses du refroidissement correspondantes, pour deux quelconques des trois vases essayés; le rapport commun était à peu près celui des surfaces des deux vases comparés. La forme du vase n'a donc aucune influence sur la loi qui lie la vitesse du refroidissement à l'excès de température.

Ainsi, la loi du refroidissement d'une masse liquide, variable avec l'état de la surface qui lui sert d'enveloppe, est néanmoins indépendante de la nature de ce liquide, de la forme et de la grandeur du vase qui le contient. C'est-à-dire que ces trois circonstances ne font que modifier un coefficient constant qui doit entrer comme facteur dans l'expression générale de la vitesse du refroidissement. Ces principes préliminaires étant constatés, MM. Dulong et Petit

ont choisi les appareils que nous allons décrire, pour déduire de l'expérience la loi générale du refroidissement.

273. Ils ont construit deux thermomètres à mercure dont les réservoirs avaient 6 centimètres pour le premier, et 2 centimètres seulement pour le second. Le 1er servait dans les températures élevées, le second dans les basses températures, pour abréger la durée des expériences. On pouvait transformer les vitesses du refroidissement observées sur le 2e, dans celles qu'on eût observées sur le premier, en les multipliant par un coefficient constant facile à déterminer. Appareils.

L'enceinte dans laquelle s'observe le refroidissement est un grand ballon en cuivre très-mince M, de trois décimètres de diamètre, recouvert intérieurement de noir de fumée, et dont le col saillant est usé de manière à former une surface bien plane, qu'on maintient horizontale à l'aide d'un niveau. Ce ballon est plongé presque jusqu'à son orifice, et maintenu par des traverses R, dans une grande cuve en bois pleine d'eau qu'on entretient à une température constante, soit par de la glace, soit en y faisant arriver de la vapeur, par le tube recourbé SUV. L'orifice du ballon est fermé par une plaque épaisse de verre AB, usée avec le plus grand soin sur les bords mêmes du ballon; on rend son contact très-intime en l'enduisant d'une petite quantité de matière grasse. Cette plaque est percée de petites ouvertures excentriques *a* et *b*, et vers son centre d'une ouverture circulaire dans laquelle on introduit à frottement un bouchon de liége portant la tige du thermomètre, dont les divisions commencent immédiatement au-dessus, et dont la tige intermédiaire CO a une longueur égale au rayon du ballon. Ce tube CO est d'un calibre très-petit, pour diminuer la masse du mercure hors du réservoir, pour empêcher les courants de s'y établir, et pour que le renflement en C permette d'assujettir plus fortement le tube dans le bouchon. La disposition de la plaque AB et du thermomètre est indiquée dans la figure 151, où la boule est placée au-dessus d'un fourneau qui sert à l'échauffer; les écrans AA' sont des feuilles de fer-blanc qui garantissent la plaque et la tige de l'action du feu. Fig. 150. Fig. 151.

La tige du thermomètre en place est recouverte par une cloche de verre longue et étroite, dont les bords usés s'appliquent exactement sur la plaque de verre, et qui est terminée par une pièce à robinet *t* D vissée à un tube de plomb très-flexible DEF, qui aboutit à la platine HK d'une machine pneumatique, à laquelle il est lui-même fortement vissé. Le centre de cette platine communique

avec l'éprouvette par un canal qui porte une autre pièce à robinet T, dans laquelle est mastiqué un tube plein de chlorure de calcium. C'est par ce tube que s'écoule le gaz contenu dans la cloche Y, après avoir passé par le tube recourbé *mnprq*, lorsqu'on veut observer le refroidissement dans ce gaz.

Moyens d'observation.

274. Voici maintenant la marche suivie dans chaque expérience. L'eau du tonneau étant à la température convenable, et le thermomètre introduit après avoir été chauffé presqu'à la température de l'ébullition du mercure, la cloche CT était abaissée. On la lutait sur la plaque AB, en même temps qu'on faisait rapidement le vide dans le ballon à 2 ou 3 millimètres près, si le refroidissement devait être observé dans le vide; on fermait ensuite le robinet D et l'observation commençait. Si le refroidissement devait avoir lieu dans l'air, on faisait d'abord agir un peu la machine pneumatique, pour aider au contact des surfaces, et on laissait ensuite rentrer de l'air. Enfin si l'expérience devait être faite dans un gaz, on faisait d'abord le vide, on laissait entrer une certaine quantité du gaz proposé, qu'on enlevait ensuite pour entraîner les dernières portions d'air, et enfin on introduisait définitivement le gaz à essayer.

L'observation dans le vide pouvait commencer à 300°; dans un gaz ce n'était guère qu'à 250°. Elle consistait à déterminer avec soin, à l'aide d'une montre à secondes, et d'une règle verticale et bien graduée sur laquelle se mouvait une lunette, les hauteurs du mercure dans la tige du thermomètre, après des intervalles de temps égaux entre eux. De ces hauteurs on déduisait par le calcul les températures, qui étaient corrigées de l'erreur résultant de la portion du mercure contenue dans la tige du thermomètre, qu'on pouvait considérer comme ayant toujours la température de l'air ambiant; ces températures étaient ensuite ramenées aux indications du thermomètre à air. Par la méthode de calcul indiquée précédemment, on déterminait les vitesses du refroidissement correspondantes à chaque observation, que l'on corrigeait encore de l'erreur résultant de la rentrée dans le réservoir, d'une portion du mercure plus froid de la tige, à mesure que le refroidissement s'opérait.

Pour étudier l'influence de la surface du thermomètre, on en a employé deux de dimensions semblables; l'un conservant sa surface vitreuse, l'autre recouvert d'une feuille d'argent mat. Ces deux surfaces remplissaient la condition d'être inaltérables à toutes les températures de l'expérience, et jouissaient de pouvoirs rayonnants bien différents, car le verre est un des corps qui rayonnent le plus, et l'argent un de ceux qui rayonnent le moins.

275. Lorsqu'un corps se refroidit dans le vide, sa chaleur se dissipe entièrement sous forme rayonnante ; lorsqu'il est placé dans l'air ou tout autre gaz, une autre portion se perd par le contact de ce fluide. MM. Dulong et Petit ont étudié isolément ces deux causes de déperdition de chaleur. Les observations sur le refroidissement dans le vide devaient être corrigées de l'erreur résultant de la petite portion d'air restée dans le ballon. MM. Dulong et Petit, ayant observé le refroidissement dans ce vide imparfait et dans l'air à différentes densités, et ayant calculé les différences des vitesses du refroidissement correspondantes, dans l'air à chacune des densités éprouvées, et dans le vide imparfait, ont remarqué que ces différences, que l'on pouvait regarder sans erreur appréciable comme les vitesses du refroidissement dû au contact de l'air seul, variaient suivant une loi simple avec la densité de l'air ; ils se sont alors servis de cette loi pour faire la correction dont il s'agit. Loi du refroidissement dans le vide.

Soit maintenant F la fonction inconnue de la température absolue qui représente la loi du rayonnement; soit θ la température absolue de l'enceinte, t l'excès actuel de la température du thermomètre, on aura, d'après la théorie connue des échanges de calorique, pour la vitesse V correspondante du refroidissement dans le vide : $V = F(\theta + t) - F(\theta)$. Si la fonction F était simplement proportionnelle à sa variable, V serait proportionnel à l'excès t, ce qui serait la loi de Newton; puisque cette proportionnalité n'a pas lieu, la vitesse ou la loi du refroidissement doit dépendre de la température de l'enceinte.

Pour vérifier cette conséquence, MM. Dulong et Petit ont observé le refroidissement du thermomètre dans le vide, en amenant successivement l'eau du tonneau aux températures constantes de 0°, 20°, 40°, 60°, 80°. Ils ont effectivement trouvé que les séries des vitesses du refroidissement correspondantes aux mêmes excès t, étaient très-différentes pour les différentes températures de l'enceinte. En comparant les termes correspondants de ces séries, ils ont remarqué qu'on pouvait obtenir une d'entre elles, au moyen de la série qui la précédait, en multipliant tous les termes de cette dernière par le nombre constant 1,165. Ils en ont conclu cette première loi : La vitesse du refroidissement dans le vide, pour un excès constant de température, croît en progression géométrique, quand la température de l'enceinte croît en progression arithmétique; le rapport de cette progression géométrique est le même, quel que soit l'excès de température que l'on considère.

D'après cette loi la fonction : $V = F(\theta + t) - F(\theta)$ est de la

forme $\varphi(t)\, a$, a^θ étant un nombre constant et $\varphi(t)$ une fonction de t seulement. De là on conclut :

$$\varphi(t) = \frac{F(\theta + t) - F(\theta)}{a\theta} = \frac{F'(\theta)}{a\theta}\, t + \frac{F''(\theta)}{a\theta} \frac{t^2}{2} + \text{cte.},$$

équation qui exige que le rapport $F'(\theta) : a^\theta$ soit constant ou indépendant de t et de θ; m log. a étant ce rapport, on aura

$$F'(\theta) = m \log. a a^\theta,\ \ F(\theta) = m a^\theta + C,\ \ F(\theta + t) = m a^{t+\theta} + C,$$

et enfin

$$V = m a^\theta (a_t - 1). \ (1)$$

Si l'on suppose θ constant, ma^θ les era aussi, et la formule précédente contient cette nouvelle loi : Lorsqu'un corps se refroidit dans une enceinte vide et entretenue à une température constante, la vitesse du refroidissement pour des excès en progression arithmétique, croît comme les termes d'une progression géométrique, diminués d'un nombre constant. Le nombre a était, pour le thermomètre à surface vitreuse, $a = \sqrt[20]{1,165} = 1,0077$, et l'on devait prendre $m = 2,037$.

En faisant les mêmes observations et les mêmes calculs sur le refroidissement de leur thermomètre à surface argentée, MM. Dulong et Petit ont trouvé que la loi de son refroidissement était encore représentée par la formule (1), que le nombre a avait la même valeur 1,0077, et qu'il suffisait de diminuer m dans le rapport de 5,7 à 1. Ils en ont conclu que la loi du refroidissement dans le vide restait la même, quelle que fût la nature de l'enveloppe, et était représentée par la formule (1), le nombre a étant toujours égal à 1,0077, et m étant un coefficient variable suivant la nature de la surface rayonnante.

Le nombre a dépend uniquement du mode de graduation adopté pour évaluer les températures au moyen du thermomètre à gaz. Il a pour valeur 1,0077 lorsqu'on prend pour zéro la température de la glace fondante, et pour 100° celle de l'ébullition de l'eau sous la pression barométrique $0^m,76$. Mais quand cette graduation est changée, a prend une autre valeur; par exemple, si l'on se servait de la division de Réaumur, il faudrait poser $a = (1,0077)^{\frac{5}{9}} = 1,0096$; pour la division de Farhenheit on prendrait $a = (1,0077)^{\frac{5}{9}} = 1,0043$; enfin si l'on représentait par l'unité l'intervalle de température compris entre la glace fondante et l'eau bouillante, on devrait poser $a = (1,0077)^{100} = 2,1533$. Dans ces diverses manières de compter les températures, le coefficient m aurait pour chaque corps des va-

leurs numériques différentes, qu'il serait facile de déduire de celle correspondante à la division centigrade.

Conséquence de la loi du refroidissement dans le vide.

276. La loi comprise dans la formule (1) ayant été trouvée par un procédé indirect, il était important de la soumettre à des vérifications immédiates pour s'assurer de son exactitude. C'est ce qu'ont fait MM. Dulong et Petit. Ils ont calculé au moyen de cette formule les séries des vitesses du refroidissement dans le vide, correspondantes à leurs expériences précédentes, en donnant à m et à θ les valeurs convenables. Toutes les séries calculées se sont trouvées *indentiquement* les mêmes que celles déduites des observations. Ces vérifications complètes, qui comprennent une étendue de 300°, suffisent pour faire admettre la réalité de la loi exprimée par l'équation (1), abstraction faite de la méthode qui a conduit à sa découverte; en sorte que les principes ou les hypothèses sur lesquelles cette méthode était appuyée, peuvent être maintenant considérés comme des conséquences nécessaires de cette loi. Ainsi l'on peut poser synthétiquement la formule (1) comme celle donnant la vitesse variable du refroidissement d'un corps dans le vide, prouver par l'expérience que cette formule est rigoureusement d'accord avec les faits, et la prendre ensuite pour point de départ ou pour principe fondamental d'une théorie dont voici les principales conséquences.

Il résulte d'abord de la loi vérifiée, que si l'on pouvait placer un corps dans une enceinte vide sans chaleur, ou à une température $\theta = -\infty$, la loi de son refroidissement serait exprimée par la fonction très-simple $V = ma^T$. C'est-à-dire que les vitesses du refroidissement décroîtraient en progression géométrique, lorsque les températures diminueraient en progression arithmétique. Telle est la loi du rayonnement particulaire, qu'il importait surtout de découvrir.

Cette loi, remarquable par sa simplicité, conduit aisément à celle du refroidissement observable, d'un corps situé dans un espace vide limité par une paroi rayonnante. Car les pertes absolues de chaleur devant être diminuées du gain constant occasionné par le rayonnement de l'enceinte, la vitesse du refroidissement, pour des excès de température t en progression arithmétique, doit varier comme les termes d'une progression géométrique diminués d'un nombre constant. Et ce nombre exprimant le flux de chaleur absolu de l'enceinte doit croître lui-même en progression géométrique, lorsque la température θ de cette enceinte augmente en progression arithmétique. C'est là ce qu'exprime la formule $V = ma^{t+\theta} - ma^{\theta}$.

Le nombre $a = 1,0077$, ou la raison des progressions géométri-

ques, étant indépendant de la nature de la surface qui se refroidit, il en résulte que la loi du refroidissement dans le vide est la même pour tous les corps, et que les pouvoirs rayonnants de différentes substances conservent leurs rapports à toutes les températures. Mais pour chaque substance le pouvoir rayonnant dans le vide varie avec sa température; s'il est m à 0°, il devient ma^θ à la température θ. Ainsi le pouvoir émissif d'un même corps, observé dans le vide, doit croître en progression géométrique pour des températures augmentant en progression arithmétique.

Dans la valeur générale de V, on doit regarder le terme $ma^{t+\theta}$ comme représentant le refroidissement que produirait la chaleur émise par le corps, et le terme ma^θ l'échauffement qu'occasionnerait la chaleur venant de l'enceinte, si chacun de ces effets pouvait être observé seul. Il en résulte que ma^θ représente le pouvoir absorbant du corps dans le vide, pour des rayons dont l'intensité correspond à la température θ. Le pouvoir émissif et le pouvoir absorbant d'un même corps dans le vide sont donc rigoureusement égaux, pour des rayons de chaleur ayant une même intensité ou provenant d'une source de même température.

Ainsi la loi du refroidissement dans le vide posée synthétiquement, et prouvée par des vérifications directes, démontre l'égalité constante des pouvoirs émissif et absorbant d'un même corps dans le vide; elle indique en outre que ces pouvoirs varient avec l'énergie de la chaleur, et donne la loi de cette variation. Ces considérations suffisent pour faire comprendre toute l'importance de la découverte faite par MM. Dulong et Petit. Elles font voir clairement que la formule (1) résume à elle seule toutes les circonstances relatives au refroidissement, à l'échauffement des corps, à leur équilibre de température, lorsque ces phénomènes ont lieu dans le vide. Mais pour compléter l'étude de ces phénomènes, il fallait connaître l'influence des gaz sur le refroidissement des corps qu'ils entourent.

Lois du refroidissement dû au contact d'un gaz.

277. Si l'on déduit de l'observation la série des vitesses du refroidissement dans un gaz, et si l'on en retranche respectivement les vitesses correspondantes aux mêmes excès de température, qui auraient eu lieu si le refroidissement s'était opéré dans le vide, et qu'il est facile de calculer à l'aide de la formule (1), les différences donneront évidemment les vitesses du refroidissement partiel dû au seul contact du fluide. Ce sont ces dernières que nous considérerons seules dans l'exposé suivant des expériences entreprises par MM. Dulong et Petit pour étudier l'influence des milieux élastiques sur le refroidissement des corps.

Dans une première série d'expériences ces vitesses se sont trouvées être les mêmes, dans l'air maintenu à la même pression, lorsque le thermomètre conservait sa surface vitreuse, ou lorsqu'il était à surface argentée. L'air enlève donc, toutes choses égales d'ailleurs, la même quantité de chaleur, aux surfaces vitreuses et aux surfaces métalliques. La même égalité ayant eu lieu pour les deux thermomètres se refroidissant dans l'hydrogène, on peut généraliser ces premiers résultats, et poser en principe, que les pertes de chaleur dues au contact d'un gaz sont, toutes choses égales d'ailleurs, *indépendantes* de l'état de la surface qui se refroidit.

Dans une autre série d'expériences, on a fait varier la température du gaz, en chauffant successivement l'eau qui entourait le ballon à 20°, 40°, 60°, 80°, mais en laissant ce gaz se dilater librement, de manière que son élasticité restât la même. Les vitesses du refroidissement, occasionné par le contact seul du gaz, sont restées constantes pour les mêmes excès de la température du thermomètre sur celle de ce gaz, quelle que fût cette dernière. On a successivement soumis à ces épreuves l'air, le gaz hydrogène, et l'acide carbonique, tous à la pression de $0^m,72$, et enfin l'air dilaté à la pression de $0^m,36$. De ces résultats MM. Dulong et Petit ont déduit *la loi suivante* : La vitesse du refroidissement d'un corps, dû au seul contact d'un gaz, dépend, pour un même excès de température, de la densité et de la température du fluide; mais cette dépendance est telle, que cette vitesse du refroidissement reste la même, si la densité et la température du gaz changent de manière que l'élasticité demeure constante.

Par une troisième série d'expériences on a comparé les vitesses du refroidissement, dû au contact de l'air, successivement sous des pressions de $0^m,72$, $0^m,36$, $0^m,18$, $0^m,9$, $0^m,045$, ou décroissant comme les nombres 1, $\frac{1}{2}$, $\frac{1}{4}$, $\frac{1}{8}$, $\frac{1}{16}$. On a remarqué que les vitesses relatives à l'une de ces pressions, donnaient les vitesses pour la pression double, lorsqu'on les multipliait par le nombre constant 1,366. En essayant de la même manière le gaz hydrogène, l'acide carbonique, et le gaz oléfiant, on a trouvé la même loi, au nombre constant près. MM. Dulong et Petit ont déduit de ces résultats les lois suivantes : 1°. Les pertes de chaleur dues au contact d'un gaz, croissent avec les excès de température, suivant une loi qui reste la même, quelle que soit l'élasticité du gaz. 2°. Pour une même différence de température, le pouvoir refroidissant d'un même gaz varie en progression géométrique, lorsque sa force élastique varie elle-même en progression géométrique; et si l'on suppose le rapport de

cette seconde progression égal à 2, le rapport de la 1re sera 1,366 pour l'air, 1,301 pour l'hydrogène, 1,431 pour l'acide carbonique, 1,415 pour le gaz oléfiant.

On peut présenter cette loi plus simplement: si P est le pouvoir refroidissant de l'air à la pression p, il sera $P' = P(1,366)^n$ à la pression $p' = p.\ 2^n$; l'élimination de n entre ces deux équations donne $\frac{P'}{P} = \left(\frac{p'}{p}\right)^{0,45}$; l'exposant serait 0,38 pour l'hydrogène, 0,517 pour l'acide carbonique, 0,501 pour le gaz oléfiant. Ainsi le pouvoir refroidissant d'un gaz est, toutes choses égales d'ailleurs, proportionnel à une certaine puissance de son élasticité; mais l'exposant de cette puissance varie en passant d'un gaz à un autre.

En comparant les vitesses du refroidissement dues au contact des différents gaz essayés, à la même pression de $0^m,72$, et fournies par les expériences précédentes, MM. Dulong et Petit ont trouvé qu'on pouvait déduire celle d'un gaz, en multipliant par un même nombre les vitesses correspondantes d'un autre gaz; d'où ils ont conclu que la loi du refroidissement produit par le seul contact d'un gaz, est indépendante de la nature et de la densité de ce gaz.

Enfin ils ont reconnu, après un grand nombre de tâtonnements, que les vitesses du refroidissement dû au contact seul d'un gaz, sont proportionnelles aux excès de température du corps, élevés à la puissance 1,233. Ainsi la loi de la vitesse V' du refroidissement d'un corps dû au contact seul d'un gaz, est représenté par la formule: (2) $V = np^c t^{1,233}$; c est le même pour tous les corps, mais varie d'un gaz à l'autre; n varie avec l'étendue de la surface du corps qui se refroidit et avec la nature du gaz.

Pouvoirs refroidissants des gaz.

278. Les valeurs de np^c correspondantes à différents gaz peuvent servir à mesurer leurs pouvoirs refroidissants pour chaque pression. D'après les résultats obtenus par MM. Dulong et Petit, lorsque le baromètre est à $0^m,76$, le pouvoir refroidissant de l'air étant pris pour l'unité, celui de l'hydrogène est 3,45, celui de l'acide carbonique 0,965. Ces rapports doivent varier avec l'élasticité, mais on peut leur supposer les mêmes valeurs dans les limites ordinaires de la pression atmosphérique. Lorsque le corps qui se refroidit est exposé à un courant de gaz, la chaleur enlevée dans le même temps par le contact du fluide est d'autant plus grande que ce courant est plus rapide; mais le mouvement produit alors le même effet que si la surface du corps était augmentée, en sorte que les pouvoirs refroidissants de différents gaz pour des courants de même vitesse conservent les mêmes rapports que ceux déduits des expériences précédentes. Dans ces circonstances diverses le rayonnement enlève

toujours les mêmes quantités de chaleur, en sorte que le refroidissement d'un corps dans un gaz est presque uniquement dû à son contact, lorsque ce fluide est animé d'une grande vitesse.

En effet, d'après les expériences de MM. Dulong et Petit, lorsqu'un thermomètre à surface vitreuse se refroidit dans l'air en repos, le contact du gaz lui enlève un peu moins de chaleur que le rayonnement; mais si sa surface est argentée, la première perte est 5 à 6 fois plus grande que la seconde. Si le refroidissement a lieu dans l'hydrogène en repos, la perte due au contact du gaz est *au moins* triple de celle faite par rayonnement, dans le cas d'une surface vitreuse; elle est 10 à 12 fois plus grande quand la surface est métallique. Ces rapports varient d'ailleurs avec les excès de température, puisque les deux pertes comparées suivent des lois très-différentes. Or le mouvement des gaz augmente dans une grande proportion la première de ces pertes partielles, sans avoir d'influence sur la seconde; on conçoit donc que celle-ci doit entrer pour peu de chose dans la perte totale, lorsque le corps qui se refroidit est exposé à un courant très-rapide.

Lois du refroidissement dans l'air.

279. On voit, par les recherches expérimentales qui viennent d'être décrites, que le refroidissement d'un corps dans l'air est dû à deux causes très-distinctes; les lois que suivent leurs effets partiels sont simples et faciles à définir, mais comme elles sont très-dissemblables, l'effet total paraît suivre une loi fort compliquée. Cette loi est exprimée par l'équation :

$$(3)\ U = ma\theta\,(a^t - 1) + np_c t^{1,233}.$$

U représente la vitesse du refroidissement, dans l'air ou tout autre gaz, θ la température de l'enceinte, *t* l'excès de la température du corps, *p* l'élasticité du fluide qui l'entoure; *a* est toujours égal à 1,0077; l'exposant *c* a la même valeur pour tous les corps, mais change d'un gaz à un autre; les coefficients *m* et *n* augmentent tous les deux avec la surface qui se refroidit, *m* varie seul avec la nature de cette surface, *n* dépend de la nature du milieu élastique. Il est facile de concevoir maintenant que les vitesses du refroidissement dans l'air doivent varier avec la nature de la surface, puisque le coefficient *m*, et par suite la première partie de U, changent d'un corps à un autre, tandis que *n* et le second terme restent les mêmes, toutes les autres circonstances étant identiques.

MM. Dulong et Petit ont soumis à de nombreuses vérifications les trois formules qu'ils ont trouvées pour exprimer les lois du refroidissement dans le vide, celles du refroidissement dû au contact

seul d'un gaz, et celles du refroidissement total observé dans l'air. Tous les nombres déduits soit de leurs propres observations, soit des expériences faites par d'autres physiciens, se sont trouvés identiques avec ceux calculés à l'aide de leurs formules, en donnant aux constantes les valeurs convenables. Des vérifications aussi complètes, qui embrassent une étendue de 300° du thermomètre à air, ne permettent plus de douter de l'exactitude et de la réalité des lois découvertes par ces deux physiciens. Elles doivent maintenant servir de point de départ à toutes les recherches mathématiques qu'on entreprendra sur le rayonnement et la communication de la chaleur, si l'on veut obtenir des résultats vérifiables par l'expérience.

DIX-HUITIÈME LEÇON.

Mesure des capacités pour la chaleur des corps solides et liquides. Méthode des mélanges. — Méthode par la fusion de la glace. — Méthode du refroidissement. — Lois des chaleurs spécifiques des atomes. — Variations des capacités. — Thermomètres à capacité constante. — Mesure des caloriques spécifiques des gaz. — Méthode de compensation. — Méthode des températures stationnaires. — Méthode par le refroidissement du calorimètre.

Comparaison des quantités de chaleur.

280. On ne saurait estimer les quantités totales de chaleur possédées par les corps pondérables, mais on peut comparer entre elles les portions qui doivent être absorbées ou émises, pour produire sur un même corps des effets thermométriques différents, ou le même changement de température sur différents corps. Il est évident qu'il faudra des quantités égales pour produire le même effet sur des masses égales de même matière, ainsi l'on peut déjà dire que la chaleur nécessaire pour changer l'état thermométrique d'un corps dépend de la masse, ou si l'on veut du volume de ce corps.

Elle dépend encore évidemment d'un autre élément qui est la température, car dans un même corps, il faudra plus de chaleur pour élever sa température de 2° que pour l'élever d'un seul degré. L'expérience prouve qu'entre certaines limites, la chaleur employée à faire passer une même masse de $t°$ à $(t+1°)$, est sensiblement constante quel que soit t, ce qui indique que la quantité de chaleur nécessaire, pour faire varier de $\tau°$ la température d'une même masse, est proportionnelle à τ. Ainsi la chaleur employée à faire subir un changement thermométrique à un corps donné, est proportionnelle au produit de sa masse par le nombre de degrés dont sa température varie.

Il suit de là que si l'on mélange deux masses m, m', d'une même matière, d'un liquide par exemple, qui soient à des températures différentes t et t', et si aucune cause étrangère n'enlève ou n'ajoute de la chaleur à ce mélange, sa température θ devra être telle que la relation $(m+m')\theta = mt + m't'$ soit satisfaite. Par exemple, si l'on prend deux poids égaux d'eau, l'un à 0°, l'autre à 14°, la tem-

pérature de leur mélange devra être de 7°; c'est en effet ce que confirme l'expérience. On obtient toujours par l'observation le nombre θ donné par la formule précédente, à de légères différences près, lorsqu'on mélange des masses d'eau à des températures différentes, comprises entre 0° et 100°; la formule $(m+m')\,\theta = mt + m't'$ est ainsi vérifiée dans une grande étendue.

Définition des chaleurs spécifiques.

281. Mais l'expérience prouve que cette formule n'est plus exacte lorsque les masses mélangées sont de nature différente; ce qui indique un troisième élément dans l'évaluation des quantités de chaleur. Cet élément porte le nom de *calorique spécifique*, ou de *chaleur spécifique*, ou de *capacité pour la chaleur*; il varie d'une substance à une autre. Si l'on agite ensemble 1 kil. de mercure à 100°, avec un kil. d'eau à 14°, on trouve que la température commune des deux liquides, à la fin de l'expérience, est un peu moindre que 17°. La formule précédente qui eût donné, dans cette circonstance, $\theta = \frac{14+100}{2} = 57°$ n'est donc plus vraie dans le cas du mélange de corps différents.

Dans cette expérience, la quantité de chaleur perdue par le mercure, dont la température s'est abaissée de 83°, a été absorbée par l'eau qui n'a cependant gagné que 3° de température. Il résulte donc de ce fait que, pour éprouver un même changement thermométrique, l'eau exige $\frac{83}{3}$ ou à peu près 28 fois plus de chaleur que le mercure. Si donc on convient d'appeler, en général, calorique spécifique, la quantité de chaleur nécessaire pour élever d'un degré la température de l'unité de poids d'une certaine substance, et de prendre pour unité la chaleur spécifique de l'eau, on aura $\frac{3}{83}$ pour le calorique spécifique du mercure; sa valeur exacte est plus petite, et de $\frac{1}{30}$.

Mesure des chaleurs spécifiques. Méthode des mélanges.

282. Le procédé suivi dans l'expérience précédente peut ainsi servir à mesurer les capacités pour la chaleur des corps solides et liquides. Mais pour que cette détermination soit exacte il faut prendre certaines précautions. Afin de rendre négligeables les pertes ou gains de chaleur, dus au rayonnement qui s'opère entre le mélange et les corps environnants, il faut faire en sorte que la variation de température de l'eau soit très-petite; on y parvient en employant une grande masse d'eau froide, pour une petite masse du corps échauffé.

Il faut avoir égard à la quantité de chaleur enlevée par le vase où le mélange s'opère. Pour cela, supposons qu'il soit de cuivre, et que sa masse ou son poids soit m', on commencera d'abord par déterminer le calorique spécifique c de ce métal, en plongeant une

masse m de cuivre à la température T, dans la masse M d'eau que contient le vase, et qui est à la température t des corps environnants. Si θ est la température finale du mélange, l'eau aura absorbé une quantité de chaleur qu'on peut représenter par $M(\theta - t)$, puisque le calorique spécifique de l'eau est pris pour l'unité. Le vase en cuivre aura aussi gagné une quantité de chaleur égale à $m'c(\theta - t)$. La masse métallique m aura au contraire perdu $mc(T - \theta)$ unités de chaleur, en convenant d'appeler *unité de chaleur* celle nécessaire pour élever d'un degré la température de l'unité de masse ou de poids d'eau. On devra donc avoir, en négligeant l'effet du rayonnement : $M(\theta - t) + m'c(\theta - t) = mc(T - \theta)$, relation qui déterminera le calorique spécifique du cuivre ou de la matière du vase.

Connaissant ainsi la capacité pour la chaleur du vase servant à opérer les mélanges, on pourra le remplacer par une masse correspondante d'eau, dans les déterminations subséquentes. Si l'on a trouvé par exemple pour c le nombre $\frac{1}{10}$ on ajoutera à la masse liquide contenue dans le vase une masse d'eau $\mu = \frac{m'}{10}$ qui absorberait toujours la même quantité de chaleur que l'enveloppe solide, pour des variations égales de température. On aura ainsi la formule $(M + \mu)(\theta - t) = mc(T - \theta)$, pour déterminer le calorique spécifique c, d'une autre substance de masse m, que l'on plongera à la température T, dans l'eau à t°; θ étant la température finale du mélange. Pour que les résultats obtenus par ce procédé soient plus exacts, il faut recommencer plusieurs fois l'expérience, en faisant varier la masse M, jusqu'à ce que l'eau prise à une température t inférieure de quelques degrés à celle des corps environnants, ne s'élève après le mélange que de quelques degrés au-dessus de cette température; de cette manière on établit une sorte de compensation entre les gains et les pertes de chaleur dus aux rayonnement, et il devient inutile d'y avoir égard dans le calcul. Il est nécessaire de se servir d'un thermomètre qui puisse indiquer des centièmes de degré, afin d'obtenir des résultats précis.

283. Outre la méthode des mélanges, il existe un autre moyen de déterminer les capacités pour la chaleur des corps solides. Ce procédé est fondé sur l'évaluation de la quantité de chaleur nécessaire pour opérer la fusion de la glace. On a observé qu'en mélangeant un kilogramme de glace pilée à 0°, avec un kilogramme d'eau à 75°, on obtenait toujours deux kilogrammes d'eau à 0°; ce fait indique qu'un kilogramme de glace absorbe pour se fondre les 75 unités de chaleur cédées par un kilogramme d'eau passant de la température de 75° à celle de 0°. D'après cela, si l'on détermine

Méthode par la fusion de la glace.

par l'expérience la quantité en poids (P) de glace, que peut faire fondre une masse *m* d'un corps, dont le calorique spécifique est *c*, et la température *t*, lorsqu'il passe à 0°, et qu'il cède ainsi toute la chaleur (mtc), qu'il contenait primitivement au-dessus de cette dernière température, on aura évidemment la relation $mtc = 75$ P, d'où $c = \frac{75P}{mt}$, pour le calorique spécifique du corps éprouvé.

FIG. 152. C'est sur ce principe qu'est fondé l'emploi du calorimètre imaginé par Lavoisier et Laplace. Des trois enveloppes métalliques successives qui composent cet instrument, la plus petite sert à contenir le corps chaud. L'intervalle compris entre cette enveloppe interne et la moyenne, est rempli de glace pilée ou de neige à 0°. L'eau provenant de la fusion de cette glace, opérée par la chaleur que cède le corps éprouvé, est conduite au-dessous de l'appareil par un tuyau à robinet; c'est son poids total P qu'il faut mesurer. Enfin l'intervalle compris entre l'enveloppe externe et la seconde contient aussi de la glace à 0°, qui, recevant directement la chaleur étrangère rayonnée vers l'appareil, empêche qu'elle ne pénètre dans l'intérieur. Des couvercles recouverts de glace servent à compléter les différentes enceintes.

On a reproché à ce procédé d'exiger une trop grande quantité de la matière à éprouver. Ils est d'ailleurs soumis à deux causes d'incertitude : l'eau adhérente aux parois de la glace est impossible à évaluer; de plus, quelque précaution que l'on prenne pour l'éviter, l'air circule toujours un peu dans l'intérieur et y laisse pénétrer de la chaleur étrangère. On remédie en partie à ces inconvénients, en se servant d'un morceau de glace bien compacte, dans lequel on pratique un trou au moyen d'un fer chaud; on y plonge ensuite le corps dont il s'agit de mesurer le calorique spécifique, après l'avoir échauffé à une température connue, celle de 100° par exemple; on ferme le trou au moyen d'un couvercle de glace usé au fer chaud. Quand le corps est parvenu à 0°, on le retire ainsi que l'eau provenant de la fusion de la glace, dont on détermine le poids P.

On peut faire usage de la fusion de la glace, pour déterminer le calorique spécifique d'un liquide; mais en se servant du calorimètre, il faut avoir égard, comme dans la méthode des mélanges, au vase qui contient le liquide. On a essayé d'employer le calorimètre pour mesurer la capacité des gaz pour la chaleur; mais ce procédé est très-défectueux : car le vase qui sert d'enveloppe, quelque mince qu'il soit, a toujours une masse très-grande par rapport à celle du gaz contenu; en sorte qu'en retranchant de l'effet du refroidissement total, celui dépendant du vase seul, pour obtenir

la faible part qui doit être attribuée à la chaleur cédée par le gaz, le résultat qu'on obtient est du même ordre de grandeur que les erreurs d'observation possibles. D'ailleurs on s'est servi, pour mesurer les chaleurs spécifiques des gaz, de procédés particuliers et beaucoup plus exacts, dont nous donnerons bientôt la description.

284. La méthode des mélanges et celle du calorimètre ne permettent pas d'évaluer avec exactitude le calorique spécifique d'une substance solide ou liquide, lorsqu'on n'a qu'une petite masse de cette substance. Il convient alors d'employer un autre procédé, connu sous le nom de *méthode du refroidissement*, inventé par Mayer, et que divers physiciens ont pratiqué depuis; mais qui n'a acquis tout le degré de précision dont il est susceptible qu'entre les mains de MM. Dulong et Petit. Ce procédé consiste à comparer les temps que plusieurs corps de différentes natures mettent à perdre, par le refroidissement dans le vide, un même nombre de degrés de température, lorsque leur volume, la nature de leur surface rayonnante, leur température primitive et celle de l'enceinte, sont identiquement les mêmes. Méthode du refroidissement.

Voici l'appareil dont se sont servis MM. Dulong et Petit : une caisse cylindrique en cuivre AB, couverte intérieurement d'une couche de noir de fumée, est entourée d'un manchon CD rempli de glace pilée à 0°. Au milieu de AB est suspendu un petit vase cylindrique (E) très-mince et en argent poli, dans lequel se trouve la substance qu'il faut éprouver, réduite en poudre ou en limaille. La boule d'un thermomètre est disposée au centre de cette masse; sa tige s'élève verticalement et traverse dans un bouchon métallique le fond supérieur de AB. Un tuyau en plomb muni d'un robinet, qui débouche dans le cylindre AB, et qui peut se visser à la platine d'une machine pneumatique, permet de faire le vide autour de la masse E. FIG. 153.

Pour faire une expérience au moyen de cet appareil, on plonge le cylindre E, renfermant la substance à étudier, et le thermomètre, au milieu d'un vase de métal entouré d'un manchon qui contient de l'eau chaude. Lorsque le thermomètre indique que toute la masse a pris la température de l'eau, on porte le cylindre E au milieu de AB; le bouchon qui le soutient est luté dans l'ouverture qu'il ferme; on fait ensuite le vide. On observe le thermomètre avec une lunette horizontale, mobile sur une règle verticale; lorsque la température qu'il indique est de 10° au-dessus de zéro, on compte, au moyen d'un chronomètre à secondes, le temps t que le thermomètre emploie à descendre à 5°. Le rapport des temps t et t', ainsi

observés successivement pour deux substances différentes, est lié par une équation fort simple au rapport de leurs chaleurs spécifiques ; c'est cette relation qu'il s'agit de trouver maintenant.

285. La loi du refroidissement de Newton peut être adoptée dans ces circonstances, puisque les excès de température sont très-petits, et que d'ailleurs le refroidissement a lieu dans le vide. Soit alors A l'excès primitif de la température que possède la masse E, sur celle de l'enceinte, à l'époque $t=0$, ou lorsqu'on commence l'observation du refroidissement. L'excès variable T, existant après le temps t, sera donné par l'équation (1) $T=A\mu^{-t}$. Posant pour simplifier log. $\mu=m$, on déduit de cette formule (2) $m=\frac{1}{t}\log.\frac{A}{T}$, et pour la vitesse du refroidissement (3) $V=-\frac{dT}{dt}=mT$. L'observation indiquée ci-dessus donnant le temps t, que la masse E emploie à descendre de la température $A=10°$ à celle $T=5°$, l'équation (2) donne pour la valeur numérique du nombre m, $m=\frac{1}{t}\log. 2$. Or d'après l'équation (3) le coefficient constant m, est la fraction de degré que perdrait dans l'unité de temps le corps qui se refroidit, si l'excès T n'était que de 1°; d'après cette définition, m est directement proportionnel à la surface S du corps, à la conductibilité extérieure h de cette substance, et aussi inversement proportionnel à la masse M et au calorique spécifique c du corps qui se refroidit ; on pourra donc poser : $m=\frac{Sh}{Mc}$. On a donc :

$$\frac{1}{t}\log. 2=\frac{Sh}{Mc},\text{ ou } Mc=\frac{Sht}{\log. 2}.$$

Si donc M et M', c et c', sont les masses et les caloriques spécifiques de deux susbtances successivement éprouvées dans l'appareil de MM. Dulong et Petit ; que t et t' soient les temps que le thermomètre a employés dans les deux circonstances, pour descendre de la même température 10° à la même température 5°, l'étendue et la nature de la surface rayonnante restant d'ailleurs les mêmes dans les deux cas, on aura :

$$Mc=\frac{Sht}{\log. 2}, M'c'=\frac{Sht'}{\log.};\text{ et par suite } \frac{M'c'}{Mc}=\frac{t'}{t},$$

d'où l'on déduira le rapport cherché $\frac{c'}{c}$.

Dans ce genre d'expérience, il était important de n'employer que des substances déduites en petites masses, de rendre leur refroidissement le plus lent possible, et de ne l'observer que pour de faibles excès de température, afin de rendre insensible l'influence de la conductibilité intérieure, qui est différente d'une substance à l'autre. Il fallait observer le refroidissement dans le vide, ou au moins dans l'air très-raréfié, tel qu'il existe sous le récipient d'une machine

pneumatique lorsque l'éprouvette n'indique plus que quelques centimètres de pression intérieure, afin de n'avoir pas à tenir compte des quantités de chaleur enlevées par le contact du gaz, qui suivent une autre loi que celle indiquée par Newton (§ 277). Les précautions prises par MM. Dulong et Petit ont éloigné toutes les causes d'erreur; ces physiciens ont ainsi obtenu avec exactitude les capacités pour la chaleur d'un grand nombre de substances et particulièrement des métaux.

Loi des chaleurs spécifiques des atomes.

286. En rapprochant les résultats qu'ils ont obtenus d'une autre espèce de nombres spécifiques fournis par l'analyse chimique, ils ont découvert une loi importante qu'il importe d'énoncer ici. Toutes les combinaisons inorganiques peuvent se définir facilement, en admettant qu'il existe dans la nature un certain nombre de corps ou de substances pondérables simples, dont les dernières particules ou les atomes indivisibles aient des poids égaux dans la même substance, mais différents d'une substance à l'autre; les rapports de ces poids ont été trouvés par l'expérience. MM. Dulong et Petit ont ajouté une preuve nouvelle en faveur de l'existence des atomes chimiques, en déduisant des valeurs qu'ils ont obtenues pour les chaleurs spécifiques des substances métalliques, cette loi remarquable: que la chaleur spécifique des atomes ou molécules des corps simples est la même pour tous.

Pour vérifier cette loi, il faudrait diviser le calorique spécifique de chaque corps simple, ou la quantité de chaleur nécessaire pour que son unité de poids s'élevât de 1°, par le nombre de molécules ou d'atomes chimiques que contient cette unité de poids, lequel nombre est évidemment en raison inverse du poids de chacun de ces atomes. Il suffit donc de multiplier respectivement les nombres exprimant les caloriques spécifiques des corps simples, par ceux qui expriment en chimie les poids de leurs atomes, et si l'on obtient des produits sensiblement égaux, on en conclura que la loi énoncée plus haut est vraie. Or on trouve que ces produits ne diffèrent les uns des autres, que de quantités assez petites pour pouvoir être attribuées aux erreurs d'observation, ou au degré d'incertitude que comportent encore les méthodes employées dans les analyses chimiques.

Il existe encore parmi les chimistes quelques doutes sur les véritables rapports des poids des atomes de quelques corps simples, mais pour chacun de ces atomes on ne balance qu'entre deux ou trois nombres, qui sont entre eux dans des rapports simples. La loi découverte par MM. Petit et Dulong, vérifiée sur tous les corps

simples à l'abri de cette incertitude, offre donc un moyen précieux de guider dans le choix à faire parmi plusieurs nombres également probables, offerts au chimiste pour représenter les poids de certains atomes.

Le tableau suivant contient les caloriques spécifiques de différents corps simples obtenus par MM. Dulong et Petit; on y a joint les poids des atomes chimiques des mêmes corps, et les produits dont l'égalité a fait découvrir la loi précédente.

SUBSTANCES.	CALORIQUES SPÉCIFIQUES (c).	POIDS ATOMIQUES (a).	PRODUITS (ca).
Bismuth	0,0288	13,30	0,3830
Plomb	0,0293	12,95	0,3794
Or	0,0298	12,43	0,3704
Platine	0,0314	11,16	0,3740
Étain	0,0514	7,35	0,3779
Argent	0,0557	6,75	0,3759
Zinc	0,0927	4,03	0,3736
Cuivre.	0,0949	3,957	0,3755
Nickel.	0,1055	3,69	0,3819
Fer.	0,1100	3,392	0,3731
Cobalt.	0,1498	2,46	0,3685
Soufre.	0,1880	2,011	0,3780

Variations des capacités pour la chaleur.

287. Les capacités pour la chaleur des corps solides et liquides sont sensiblement constantes entre 0° et 100°; mais entre des limites plus étendues, entre 0° et 200° ou 300°, l'expérience indique que ces capacités éprouvent des variations très-sensibles à mesure que la température s'élève, et qui ne sont pas les mêmes pour toutes les substances. Il était facile de prévoir ce résultat: en effet, l'augmentation de température occasionnant la dilatation des corps qui la subissent, l'exemple des fluides élastiques, que nous exposerons tout à l'heure, autorise à regarder l'accroissement du volume comme déterminant une absorption de chaleur plus grande que celle qui résulterait de la variation de la température seule. Or l'expérience indique qu'un même corps solide ou liquide éprouve des dilatations inégales pour des variations égales de température, il

y a donc une partie de la chaleur spécifique qui doit varier avec la dilatabilité. Car la chaleur spécifique, telle qu'on la mesure par la méthode des mélanges ou celle du calorimètre, contient à la fois la chaleur nécessaire pour élever d'un degré la température du corps sans changement de volume, et celle qu'exige sa dilatation.

MM. Petit et Dulong ont mesuré la chaleur spécifique moyenne de plusieurs métaux pour de hautes températures, en se servant de la méthode des mélanges. Outre les précautions que nous avons déjà citées, et qui ont pour but d'annuler autant que possible l'influence du rayonnement, ils avaient soin d'employer des anneaux métalliques, afin d'augmenter la surface du corps chaud, et par suite la rapidité de l'établissement de l'équilibre thermométrique. Ils plongeaient d'abord un de ces anneaux dans un bain d'huile à la température élevée qu'ils voulaient éprouver, et ensuite dans le bain d'eau; la température finale de ce dernier donnait, au moyen de la formule indiquée plus haut (§ 282), la chaleur spécifique moyenne du métal de l'anneau, entre les températures des deux bains. MM. Petit et Dulong ont ainsi trouvé que la capacité moyenne du fer était :

0,1098	de	0°	à	108°,
0,1150	de	0°	à	200°,
0,1218	de	0°	à	300°,
0,1255	de	0°	à	350°,

la chaleur spécifique de l'eau étant prise pour unité, et les températures étant indiquées par le thermomètre à air. On voit par cet exemple que la capacité d'un métal va en augmentant avec la température.

288. Si l'on convenait d'appeler unités de température ou degrés, les dilatations résultant de l'augmentation par quantités égales, de la chaleur contenue dans un même corps, on aurait des thermomètres d'une espèce différente de ceux que nous avons considérés. Lorsque l'on connaît la capacité moyenne d'un corps pour de basses et de hautes températures, on a les données suffisantes pour en conclure les degrés qui seraient indiqués par ces nouveaux thermomètres dans des circonstances voulues. Soient par exemple, c le calorique spécifique d'un corps entre 0° et 100°, limites entre lesquelles on peut le supposer constant; c' le calorique spécifique moyen du même corps entre 0° et T°, température élevée indiquée par le thermomètre à air; enfin τ le degré qui serait indiqué par le thermomètre fondé sur la capacité constante c, lorsqu'il serait exposé à

Thermomètres à capacité constante.

la température T; la quantité de chaleur absorbée par le corps de 0° à T°, aurait pour valeur $c'T$, et $c\tau$, ce qui donnerait $\tau = \frac{c'T}{c}$. Par exemple, pour le fer, et pour $T = 300$, on a $c = 0{,}1098$, $c' = 0{,}1218$, et par suite $\tau = 332°{,}2$.

D'après les autres résultats obtenus par MM. Petit et Dulong pour les capacités de plusieurs métaux, des thermomètres à capacité constante, construits avec ces métaux, et exposés à la température de 300° du thermomètre à air, indiqueraient : l'argent 329°, 3; le zinc 328°, 5; l'antimoine 324°, 8; le verre 322°, 1; le cuivre 320°; le mercure 318°, 2; le platine 317°, 9. Ainsi les températures indiquées par ces nouveaux thermomètres, seraient plus élevées que celles du thermomètre à air; ce qui prouve que les capacités, telles qu'elles sont mesurées, vont en augmentant avec la température. On voit en outre par le tableau précédent, que les capacités de tous les corps solides ne varient pas de la même manière; ce qui tient sans doute à ce que les dilatabilités de ces corps suivent des lois différentes.

289. Les variations de la capacité d'un même corps avec la température s'opposent à ce qu'on puisse se servir de l'échauffement d'une masse d'eau, dans laquelle on plonge une masse solide échauffée, pour en conclure la température primitive de ce dernier corps; ce procédé ne pourrait servir qu'à donner une première approximation. Voici au reste la formule à laquelle il conduirait : soient M la masse d'eau, t sa température primitive, et θ sa température finale, lorsqu'une masse solide m, de capacité c, plongée à la température T, lui a cédé son excès de chaleur, on aura la relation $M(\theta - t) = mc(T - \theta)$ pour déterminer T.

Une observation préliminaire, faite pour une température connue T, simplifierait beaucoup le calcul à faire pour une autre observation : car si la même masse m, élevée d'abord à T degrés, échauffait le même bain d'eau M, de t' à θ degrés, on aurait pareillement

$$[M(\theta' - t') = mc(T' - \theta')];$$

et les deux équations précédentes donneraient la proportion $\frac{T-\theta}{T'-\theta'} = \frac{\theta - t}{\theta' - t'}$, d'où l'on pourrait conclure T, connaissant T' et les autres températures observées, sans qu'il fût nécessaire d'avoir les valeurs numériques des masses employées ni de leurs capacités pour la chaleur. Mais ces formules supposant la constance des chaleurs spécifiques, les nombres que l'on obtiendra par leur emploi donneront les degrés qui seraient indiqués par le thermomètre à

capacité constante formé avec la substance solide employée; ils varieront donc avec la nature de cette substance; toutefois, lorsque les températures T et T′ seront comprises dans les limites des tableaux précédents, on pourra les ramener aux indications du thermomètre à air.

Définition des chaleurs spécifiques des gaz.

200. Les caloriques spécifiques des gaz, tels qu'on les considère en physique, ont une autre définition que ceux des corps solides et liquides. On ne compare plus les quantités de chaleur nécessaires pour élever d'un degré des poids égaux de diverses substances, mais celles absorbées par des volumes égaux de différents fluides élastiques, soumis aux mêmes pressions. Pour motiver ce changement de définition, il suffit de remarquer que les propriétés physiques des gaz, déjà connues, suivent des lois identiques et très-simples quand elles sont rapportées à des volumes égaux de ces fluides; il était à présumer, d'après cela, que si la comparaison de leurs capacités pour la chaleur pouvait conduire à quelque loi nouvelle, ces capacités devaient être mesurées sur des volumes égaux, et non sur des masses pondérables égales. D'ailleurs il importe de rechercher si l'identité des caloriques spécifiques des atomes chimiques des métaux a encore lieu pour les atomes des gaz simples. Or il résulte de la loi de combinaison des vapeurs, découverte par M. Gay-Lussac, que les poids atomiques des gaz simples sont proportionnels aux densités de ces fluides. Il suffira donc de comparer les capacités pour la chaleur, mesurées sur des volumes égaux, pour reconnaître si la loi découverte par MM. Dulong et Petit est applicable aux gaz simples.

Mais le calorique spécifique d'un fluide élastique, rapporté au volume, peut être considéré sous deux points de vue différents. Si l'on pouvait mesurer la quantité de chaleur nécessaire pour élever d'un degré la température de l'unité de volume d'un gaz renfermé dans un vase inextensible et invariable, on obtiendrait le *calorique spécifique* de ce gaz *sous volume constant*; dans cette circonstance la pression du fluide changerait avec la température suivant la loi indiquée par la formule (3) du § 196. Si au contraire on mesure la quantité de chaleur nécessaire pour élever d'un degré la température de l'unité de volume du gaz proposé, contenu dans une enveloppe extensible, soumise à une pression extérieure invariable, le gaz se dilatant librement, on obtiendra son *calorique spécifique sous pression constante*; dans cette nouvelle circonstance, le volume du fluide varie en suivant la loi exprimée par la formule (4) du § 196.

Ces deux calorіques spécifiques sont essentiellement différents. Le second surpasse le premier de toute la quantité de chaleur que le gaz, dilaté de $\frac{1}{267}$ par la variation d'un degré de température, pourrait dégager, si on le comprimait subitement de cette même fraction, pour réduire le nouveau volume à sa grandeur primitive. Plusieurs expériences indirectes, que nous aurons l'occasion de citer par la suite, prouvent que cette opération dégagerait effectivement une certaine quantité de chaleur, capable d'élever la température du gaz comprimé. Or cette quantité de chaleur pouvant être évaluée par l'effet thermométrique qu'elle produit, on possède le moyen de connaître la différence, ou plutôt le rapport des deux calorіques spécifiques d'un même fluide élastique; il suffit donc d'en mesurer un seul directement.

Mesure des calorіques spécifiques des gaz.

291. On ne peut obtenir avec quelque exactitude que le calorique spécifique sous pression constante. A cet effet on fait circuler dans un serpentin, un courant du gaz proposé, ayant une vitesse connue, au milieu d'une masse d'eau à laquelle il cède une portion de sa chaleur. On déduit ensuite des variations de température du gaz et de l'eau, le calorique spécifique cherché. Mais pour conduire à cette détermination, l'expérience peut être dirigée de deux manières différentes. L'appareil ou le calorimètre dont on se sert est d'ailleurs le même dans les deux cas; son invention est due à Rumford.

La caisse qui contient l'eau, et le serpentin que parcourt le gaz, sont en cuivre. Rumford proposait d'évaluer la température de l'eau par un thermomètre dont le réservoir cylindrique occupât toute la hauteur du liquide; mais il est préférable de mélanger les couches au moyen de petites plaques ou volants mobiles, afin que la température soit uniforme; un thermomètre ordinaire peut alors suffire. Le gaz s'échappe avec une vitesse constante, par un des procédés que nous avons indiqués, d'une cloche ou d'un vase voisin; il traverse un tube horizontal entouré d'un manchon cylindrique, dans lequel on entretient un courant de vapeur d'eau à 100°, et qui se termine à peu de distance de la caisse. Le fluide élastique y pénètre alors, ayant la température de 100°, et après avoir cédé une portion de sa chaleur à la masse d'eau et aux parties métalliques de l'appareil, s'échappe par l'orifice extérieur du serpentin. Un thermomètre peut indiquer sa température à la sortie; mais il est préférable de donner assez de développement au tube intérieur pour que cette température soit à chaque instant la même que celle du bain.

FIG. 54.

292. Rumford a indiqué un moyen fort ingénieux de rendre les résultats indépendants de la perte et du gain de chaleur occasionnés par le rayonnement ; il consiste à commencer l'expérience lorsque l'eau a une température de quelques degrés au-dessous de celle t des corps environnants, et à l'arrêter lorsque la température du bain s'est élevée du même nombre de degrés au-dessus de t. De cette manière il y a un gain de chaleur dans la première moitié de l'expérience, qui se trouve à très-peu près compensé par la perte éprouvée pendant la seconde ; car on peut regarder la loi du refroidissement de Newton comme applicable dans ces circonstances, à cause du peu de différence des températures de l'appareil et des corps environnants. Méthode de compensation.

La dépense du gazomètre permet d'évaluer le volume V de gaz qui a produit l'échauffement de la masse d'eau. Soient T la température que le manchon communique au fluide élastique; t celle primitive de la caisse, θ sa température finale ; M la masse d'eau augmentée de celle qui remplacerait toutes les enveloppes métalliques. La température du gaz à la sortie aura varié de t' à θ, mais on peut supposer qu'elle ait été constamment égale à la moyenne arithmétique $\frac{t'+\theta}{2}=t$, entre ces températures extrêmes. $M(\theta-t')$ sera le nombre d'unités de chaleur gagnées par l'appareil pendant la durée de l'expérience, et cédées par un volume V de gaz, dont la température s'est abaissée de $(T-t)$ degrés. D'après cela le quotient $\frac{M}{V}\cdot\frac{\theta-t'}{T-t}$ donnera le nombre d'unités de chaleur cédées par l'unité de volume du gaz éprouvé, pour un abaissement d'un degré de température, ou son calorique spécifique c sous la pression constante de l'atmosphère.

293. Tel est le procédé indiqué par Rumford ; il a été mis en pratique par MM. de Laroche et Bérard, qui ont ainsi obtenu les chaleurs spécifiques des différents gaz. Ils ont ensuite vérifié leurs résultats par un autre procédé que Rumford avait aussi indiqué. Ce nouveau procédé consiste à faire circuler dans le serpentin un courant de fluide élastique, jusqu'à ce que la température de l'appareil devienne stationnaire. Cet état d'équilibre a lieu lorsque la quantité de chaleur cédée par le gaz dans l'unité de temps, est égale à celle perdue par le rayonnement à la surface de la caisse ; cette dernière quantité étant, d'après la loi du refroidissement de Newton, proportionnelle a l'excès de la température du bain sur celle des corps environnants, on pouvait en conclure que les quantités de chaleur fournies dans l'unité de temps, par deux gaz différents successivement éprouvés, étaient entre elles comme les excès des températures Méthode par les températures stationnaires.

stationnaires qu'atteignait l'appareil. Ce qui donnait une relation entre les caloriques spécifiques des deux gaz.

En effet : soit v le volume de l'un des gaz qui s'écoulait dans l'unité de temps, c son calorique spécifique, T sa température initiale, θ la température stationnaire obtenue, et t celle des corps environnants ; v', c', T', θ, t, les quantités correspondantes pour le second gaz. Les quantités $vc\,(T-\theta)$ et $v'\,c'\,(T'-\theta')$ de chaleur cédées pendant l'unité de temps à l'appareil, lors des températures stationnaires θ et θ', devront être entre elles comme les excès $(\theta-t)$, $(\theta'-t')$, puisque elles sont égales aux quantités de chaleur perdues par le rayonnement de la caisse, dont la surface conserve toujours la même nature, et que la loi de Newton est applicable dans ces circonstances. On a donc l'équation $\frac{v'c'}{vc}\frac{(T'-\theta')}{(T-\theta)}=\frac{\theta'-t'}{\theta-t}$, qui peut donner le rapport $\frac{c'}{c}$. On peut supposer ici $T'=T=100°$.

Méthode par le refroidissement du calorimètre.

294. Le procédé qui vient d'être décrit ne peut fournir que les rapports des caloriques spécifiques des gaz à celui de l'un d'eux ; il faut donc avoir recours à un autre moyen, pour déterminer la valeur absolue de la capacité du fluide élastique à laquelle on sera convenu de rapporter toutes les autres. Mais cette détermination peut se déduire du mode d'expérience précédent ; car si l'on parvient à évaluer la quantité de chaleur perdue pendant un certain temps par le rayonnement de la caisse, lorsqu'elle est parvenue à une température stationnaire, il suffira de l'égaler à la quantité de chaleur cédée dans le même temps par le fluide élastique ; ce qui donnera une relation où la seule inconnue sera le calorique spécifique du gaz. L'excès de la température stationnaire de la caisse sur celle des corps environnants devant toujours être d'un petit nombre de degrés, la loi du refroidissement de Newton peut encore être admise.

D'après cette loi, la quantité de chaleur perdue dans un temps très-court par un corps qui se refroidit, est proportionnelle à l'excès de la température de ce corps sur celle des corps environnants. Si donc T est cet excès variable au bout du temps t, on aura comme au § 285 : (1) $T=A\mu^{-t}$; et en posant aussi pour simplifier $\log.\mu=m$, on en déduira pareillement (2) $m=\frac{1}{t}\log.\frac{A}{T}$, et pour la vitesse du refroidissement (3) $V=mT$. V est l'abaissement thermométrique qu'éprouverait pendant l'unité de temps le corps exposé au refroidissement, s'il laissait échapper sa chaleur avec la même vitesse qu'au commencement de cet instant ; en sorte que M étant la masse de ce corps, et G son calorique spécifique, MGV représenterait la quantité de chaleur qui serait alors perdue par le corps dans l'unité de

temps. Or si par une cause quelconque l'excès T se conserve pendant un temps τ, on aura évidemment $MGV\tau$, pour la mesure exacte de la quantité de chaleur perdue par le corps durant ce temps τ.

Pour déterminer la valeur de V qu'il faut prendre dans le cas dont il s'agit ici, celui où un courant constant de gaz a fait atteindre à l'appareil de Rumford un excès de température stationnaire A, on interrompt le passage du gaz; la caisse se refroidit, et l'on observe son abaissement de température. Supposons qu'au bout de 20 minutes, par exemple, l'excès de température ne soit plus que T', l'équation (2) donnera alors : $m = \frac{1}{20} \log. \frac{A}{T'}$; et le coefficient m étant ainsi déterminé numériquement, l'équation (3) fera connaître la vitesse du refroidissement $V = mA$, correspondante à l'état stationnaire de la caisse, lorsque l'excès A était maintenu constant par le courant de gaz.

Ainsi, pendant une minute de temps, le nombre d'unités de chaleur perdues par l'appareil, lorsqu'il a atteint son état stationnaire, est MV; M étant la masse d'eau contenue dans la caisse, augmentée de celle qui peut remplacer toutes les parties solides, et V étant calculé comme il vient d'être dit. Or la quantité de chaleur cédée par le gaz pendant le même temps est ub, u étant le volume de ce gaz qui traverse l'appareil dans une minute, c son calorique spécifique, et b le nombre de degrés dont sa température primitive s'est abaissée lorsqu'il sort du serpentin. On a donc la relation $ubc = MV$, pour déterminer le calorique spécifique c du gaz éprouvé.

295. Les divers procédés qui viennent d'être décrits peuvent servir à mesurer les capacités des gaz, rapportées à l'unité de poids de leurs substances. Il suffit pour cela de remplacer dans les formules précédentes les volumes v, v', des différents gaz, qui traversent le serpentin dans un certain temps, par les masses m, m', comprises sous ces volumes, et qu'il est facile de déduire des densités connues des fluides élastiques éprouvés. Les nombres c, c', donnés par les formules, sont alors les capacités des gaz rapportées à l'unité de poids, la capacité de l'eau étant prise pour l'unité.

296. Les mesures prises au moyen du calorimètre de Rumford doivent être rapportées à une même pression pour donner des résultats comparables. Voici le mode de correction employé par MM. de Laroche et Bérard. Ayant mesuré directement, et à plusieurs reprises, les caloriques spécifiques de l'air c, c', sous deux pressions constantes P, P', l'une inférieure, l'autre supérieure à la pression normale adoptée $0^m,76$, ils en ont déduit la valeur numé- Corrections.

rique du rapport $r = \frac{c'-c}{c} : \frac{P'-P}{P}$. C'est ce rapport qu'ils ont supposé constant entre les limites très-rapprochées des diverses pressions atmosphériques sous lesquelles toutes leurs expériences ont été faites, non-seulement pour l'air, mais pour tous les gaz, dont les caloriques spécifiques ne paraissent différer que de très-peu les uns des autres. D'après cela, ayant obtenu un nombre λ, qui représentait la chaleur cédée par l'unité de volume d'un certain gaz, pour chaque abaissement d'un degré de température, sous une pression barométrique ϖ inférieure à $0^m,76$, ils posaient l'équation : $\frac{\lambda'-\lambda}{\lambda} : \frac{0^m,76-\varpi}{\varpi} = r$, pour en conclure le calorique spécifique λ' du même gaz correspondant à la pression normale.

Des corrections d'une autre nature sont nécessaires pour tenir compte de l'échauffement du calorimètre dû au voisinage du manchon où circule la vapeur d'eau, et pour évaluer la véritable température du gaz à l'entrée dans le serpentin, laquelle est nécessairement moindre que 100°, à cause du refroidissement que le fluide subit dans son trajet du manchon à la caisse. Au reste, ce genre d'expérience ne peut donner dans tous les cas que des résultats approchés : le gaz en circulant dans le serpentin se contracte en se refroidissant de près du tiers de son volume, puisqu'il conserve la même élasticité ; or son calorique spécifique doit varier en même temps que sa densité ; les formules ne fournissent donc que sa valeur moyenne entre les limites de ces variations.

Valeur des caloriques spécifiques des gaz.

297. Il résulte des expériences de MM. de Laroche et Bérard, qu'en représentant par l'unité le calorique spécifique de l'air, l'hydrogène donne pour le sien 0,9033 ; l'azote 1,0000 ; l'oxigène 0,9765 ; l'acide carbonique 1,2583 ; le gaz oléfiant 1,5530 ; l'oxide de carbone 1,0340 ; l'oxide d'azote 1,3503 ; ces caloriques spécifiques sont tous rapportés à l'unité de volume, sous la pression constante de $0^m,76$. La chaleur dégagée par l'unité de poids de l'air atmosphérique, pour un abaissement d'un degré de température, sous la pression $0^m,76$, a été trouvée directement de 0,2669 unités de chaleur. On a déduit de ce résultat, des nombres précédents et des densités connues des autres gaz, que leurs capacités pour la chaleur, rapportées à l'unité de poids et à la même pression normale, sont exprimées par les nombres suivants : hydrogène 3,2936 ; azote 0,2754 ; oxigène 0,2361 ; acide carbonique 0,2210 ; gaz oléfiant 0,4207 ; oxide de carbone 0,2884 ; oxide d'azote 0,2369 ; la chaleur spécifique de l'eau étant prise pour l'unité.

On voit que les caloriques spécifiques sous pression constante des gaz simples, tels que l'azote, l'oxigène, l'hydrogène, ne diffèrent

entre eux que de quantités assez petites pour pouvoir être attribuées aux erreurs, et à la complication des observations faites au moyen de l'appareil de Rumford. Tout porte donc à regarder ces caloriques spécifiques comme réellement égaux. Ainsi la loi découverte par MM. Dulong et Petit, qui consiste dans l'égalité des caloriques spécifiques des atomes des métaux, peut être encore admise pour les corps simples à l'état gazeux, puisque sous le même volume et la même pression ils comprennent le même nombre d'atomes. Des expériences indirectes, dont les résultats seront exposés dans les vingt-deuxième et trentième leçons, ont fait connaître pour chaque gaz le rapport de ses deux caloriques spécifiques, l'un sous pression constante, l'autre sous volume constant; elles ont conduit en outre à la découverte d'une loi nouvelle et fort remarquable, qui régit les quantités de chaleur dégagées par la compression subite des fluides élastiques.

La mesure des chaleurs spécifiques, et l'identité de leurs valeurs obtenues par différentes méthodes expérimentales, fournissent la preuve la plus directe de l'existence d'un agent, dont la quantité varie pour un même corps avec sa température, et qui ne peut augmenter ou diminuer dans un milieu pondérable, sans diminuer ou augmenter dans d'autres milieux voisins, de telle sorte que sa quantité totale reste constante. Ce fait général s'accorde très-bien avec les deux hypothèses du § 216 : dans la théorie de l'émission, le calorique, considéré comme un fluide matériel, ne peut disparaître sur un point sans être refoulé sur un autre, où l'on doit pouvoir constater son accumulation; dans la théorie des ondulations, la force vive des mouvements vibratoires ne peut diminuer dans un corps sans augmenter dans d'autres. Ainsi les deux hypothèses dont il s'agit s'appuient sur deux principes incontestables, l'indestructibilité de la matière, et la constance de la somme des forces vives, pour expliquer complétement les résultats fournis par les mesures des chaleurs spécifiques. Sous ce point de vue, l'une des deux théories n'a aucun avantage essentiel sur l'autre.

DIX-NEUVIÈME LEÇON.

Changements d'état des corps. — Effets mécaniques produits par la chaleur. — Des vapeurs dans le vide. — Tensions des vapeurs. — Expériences de MM. Dulong et Arago pour déterminer les forces élastiques de la vapeur d'eau — Tables et formules empiriques

Fusion des solides.

298. Le premier effet de la chaleur sur les corps solides est d'augmenter leur volume, mais cette dilatation n'a lieu que jusqu'à une certaine limite; au delà il y a changement d'état : le corps fond, ou passe de l'état solide à l'état liquide. On peut rendre ce phénomène sensible par la fusion de la glace, de la cire, des résines, du plomb, de l'étain, etc.; si l'on ne peut pas l'observer pour tous les corps, c'est que la température à laquelle doit exister la fusion varie d'un corps à l'autre, et peut être trop élevée pour être produite dans les laboratoires. On doit donc admettre que tous les corps solides indéfiniment échauffés doivent finir par passer à l'état liquide, il existe d'ailleurs des moyens de concentrer assez de chaleur dans un petit espace, pour que toute substance, quelque réfractaire qu'elle soit, puisse y être liquéfiée.

Vaporisation des liquides.

299. Un autre changement d'état s'observe encore lorsqu'on expose un liquide à des températures continuellement croissantes : après s'être dilaté, il se gazéifie ou se vaporise. L'existence du corps à l'état de gaz ou de vapeur est alors manifestée par les effets qu'il produit, ou les forces mécaniques qu'il déploie. On peut observer ce changement d'état sur un grand nombre de substances; et l'analogie porte à croire que si l'on pouvait produire artificiellement une température aussi élevée qu'on le voudrait, tous les corps solides et liquides de la nature finiraient par être vaporisés.

Liquéfaction des vapeurs et des gaz.

300. Inversement, lorsqu'un espace rempli de vapeur est exposé au refroidissement, cette vapeur se liquéfie. On doit admettre, d'après cela, que les corps qui sont ordinairement à l'état de gaz, ou de fluide élastique, seraient ramenés à l'état liquide, si l'on pouvait produire artificiellement un décroissement indéfini de température. C'est ce que prouve l'existence du chlore à l'état liquide

à des températures inférieures à — 8°, et sous la pression ordinaire de l'atmosphère. D'ailleurs les vapeurs, sans changer de température, peuvent encore se liquéfier lorsqu'on diminue l'espace qu'elles occupent, en exerçant sur les parois extensibles qui les contiennent des pressions convenables; la plupart des gaz nommés permanents ont pu être ainsi transformés en liquides, et si plusieurs fluides élastiques ont résisté jusqu'ici à ce moyen de liquéfaction, c'est sans doute parce qu'on n'a pu encore réaliser les énormes pressions nécessaires pour ramener ces gaz à l'état liquide aux températures ordinaires.

Congélation des liquides.

301. Lorsque certains liquides sont exposés à des températures continuellement décroissantes, ils finissent par atteindre la température de fusion des corps solides formés de la même substance; il y a alors passage de l'état liquide à l'état solide, quelquefois sous une contexture cristalline, le plus souvent en masse compacte et sans clivages. La température de la solidification est variable d'un liquide à l'autre; elle est de 0° pour l'eau, de — 40° pour le mercure. Si plusieurs liquides, tels que l'alcool, l'éther, certains acides, semblent faire exception à cette loi générale du passage à l'état solide par une diminution de température, c'est sans doute parce qu'il a été impossible jusqu'ici de réaliser un refroidissement artificiel assez étendu pour que cet effet pût être observé. Lorsqu'un liquide se solidifie, il y a généralement changement brusque de densité, mais pour certaines substances c'est une dilatation, pour d'autres une contraction; par exemple, l'eau, la fonte, le bismuth diminuent de densité, le mercure se contracte au contraire.

Effets mécaniques produits par la chaleur.

302. Les changements de forme et d'état occasionnés dans les corps par des variations de température donnent lieu à des forces énergiques, souvent nuisibles, qui ne pourraient être détruites qu'en leur opposant des résistances considérables, mais qui peuvent être utilisées dans certaines circonstances pour produire des effets mécaniques. La force de dilatation du fer par la chaleur déterminerait des mouvements destructibles dans les constructions où ce métal est souvent employé, si l'on n'y avait pas égard, en ménageant un espace qui permette à la dilatation de s'effectuer librement, ou bien en contre-balançant cette force par des résistances qui la détruisent.

Par exemple, considérons deux massifs de pierre ou de bois réunis par une barre de fer de cinq mètres de longueur, qui leur soit invariablement fixée à une température de 10°; supposons que la température vienne à s'abaisser jusqu'à — 10°. Dans cette variation de 20°, la barre de 5 m. aurait dû se raccourcir, d'après son

coefficient de dilatation linéaire qui est $\frac{1}{84600}$ de $\frac{1}{846}$ de mètre ou de $0^m,0012$. Les massifs auront donc dû se rapprocher d'autant, à moins qu'on ait employé une disposition qui force la barre à conserver sa longueur primitive, en exerçant sur elle une traction capable de l'allonger de $0^m,0012$. Il est possible d'évaluer cette traction, car si l'on prend le nombre 8000 pour le coefficient d'élasticité du fer, la formule $w=\frac{1}{A}\frac{2F}{5}z$ du § 117 donnera, en y faisant $z=5$, $w=0^m,0012$, la valeur $F=4,8$, ou environ 5 kilogr. par chaque millimètre carré. Si la section de la barre est équivalente à un carré de 5 centimètres de côté, son aire aura 2500 millimètres carrés, et les massifs seront tirés l'un vers l'autre par un effort de 12500 kilogr., ou de 12 ½ tonneaux métriques. Il faudra donc que leur inertie ou leur mode de liaison puisse résister à cette traction, s'il importe de conserver la distance qui les sépare.

On a utilisé la force de dilatation et de contraction par la chaleur, pour rapprocher et maintenir les pieds-droits d'une galerie voûtée, qui menaçait ruine, dans le bâtiment du Conservatoire des arts et métiers. M. Molard imagina à cet effet de disposer des barres de fer horizontales, qui traversant les murs présentaient leurs bouts taraudés vers l'extrados; ces barres ayant été chauffées par des foyers convenables, de forts écrous furent vissés à leurs extrémités, jusqu'au contact des faces extérieures de la maçonnerie; lorsqu'ensuite les foyers furent éloignés, les barres se contractant par le refroidissement ramenèrent les pieds-droits dans la position verticale, et la poussée de la voûte est maintenant détruite par la résistance que ces barres opposent à la traction.

Force expansive de la glace.

303. La densité de l'eau diminue peu à peu lorsque sa température s'abaisse au-dessous de 4°,08 (§ 177); mais au moment de sa congélation il y a une augmentation soudaine et très-considérable de volume, à laquelle aucun vase ne résiste, et qui peut produire des effets comparables à ceux de la poudre. On a fait en Angleterre une expérience curieuse pour constater cette force : une bombe fut remplie d'eau, et son orifice bouché avec un tampon de bois; on l'exposa ensuite à un froid intense; l'eau se dilata d'abord, mais au moment de la congélation le tampon de bois fut lancé avec explosion et il sortit par l'orifice un bourrelet cylindrique de glace.

C'est à cette force d'expansion qu'on doit attribuer la dégradation de certaines pierres de construction qui contiennent de l'argile, lorsque l'eau dont elles sont imprégnées vient à se solidifier. Ces pierres sont appelées *gélives*; on a trouvé un moyen de reconnaître si une pierre est gélive ou propre aux constructions : on en plonge un mor-

ceau dans une dissolution saturée de sulfate de soude, ou d'un autre sel qui augmente de volume en cristallisant, et qui produit le même effet que la congélation de l'eau, si la pierre se laisse pénétrer par la dissolution. La fonte de fer et le bismuth produisent des effets analogues. C'est par l'expansion qui accompagne sa solidification que la fonte peut se mouler, et rendre fidèlement en relief les traits les plus délicats et les plus variés. Si l'on coule du bismuth fondu dans des tubes de verre, on les entend se briser par la dilatation du métal, lorsqu'il se solidifie.

Théorie physique des vapeurs.

304. Mais de tous les effets mécaniques que la chaleur peut produire, le plus important est celui dû à la force élastique des vapeurs, qui constitue maintenant un des moteurs les plus répandus. Cette circonstance suffirait à elle seule pour motiver l'étude que nous allons faire des vapeurs, s'il n'était pas d'ailleurs indispensable d'exposer ces propriétés, pour compléter la théorie physique des corps à l'état gazeux. Nous considérerons d'abord les vapeurs seules, ou non mélangées avec des gaz permanents.

Il importe de remarquer que le température à laquelle s'opère la vaporisation d'un liquide dépend de la pression que supporte ce liquide. Si l'on prend un tube recourbé à branches inégales, la plus courte étant fermée, l'autre ouverte, que l'on introduise du mercure dans ces deux branches et un peu d'éther dans la plus petite, on observe, en plongeant cet appareil dans un bain d'eau chaude, que l'éther change d'état ou se gazéifie, en refoulant le mercure dans la partie ouverte du tube. Si d'abord le niveau du mercure s'élève au-dessus du fond supérieur de la branche fermée, il faudra soumettre l'appareil à une température d'autant plus élevée, pour faire passer l'éther à l'état de vapeur, que la colonne de mercure sera plus considérable, ou que la pression supportée par le liquide à vaporiser sera plus forte. FIG. 155.

Mesure des tensions des vapeurs.

305. Dalton est le premier physicien qui ait fait des expériences exactes dans le but de construire des tables indiquant les forces élastiques ou les tensions des vapeurs à différentes températures. Son appareil ne peut convenir que jusqu'à la température d'ébullition du liquide éprouvé; il se compose de deux tubes barométriques plongés dans la même cuvette; un d'eux contient au-dessus du mercure une couche du liquide dont on veut étudier les vapeurs; un manchon de verre les entoure et sert à recevoir de l'eau à diverses températures. Le liquide supérieur au mercure, dans l'un des tubes, se vaporise à chacune de ses températures différentes, et la tension ou la force élastique de sa vapeur est mesurée par la différence des FIG. 156.

deux hauteurs barométriques, ramenée à une température normale afin de rendre tous les résultats comparables.

Lorsque l'eau du manchon est en ébullition, et que le liquide essayé est aussi de l'eau, on remarque que le mercure du premier baromètre est déprimé par la vapeur jusqu'au niveau de la cuvette; d'où l'on conclut qu'à la température de l'ébullition de l'eau, la vapeur de ce liquide, formée dans un espace vide de toute autre matière pondérable, a précisément une force élastique égale à la pression de l'atmosphère. En étudiant les tensions des vapeurs d'autres liquides, de l'alcool et de l'éther, par exemple, on reconnaît cette loi générale, que la force élastique de a vapeur formée dans le vide par un liquide, à la température de son ébullition à l'air libre, est égale à la pression atmosphérique.

Il résulte de ce fait important que, pour mesurer les tensions des vapeurs à des températures supérieures au degré d'ébullition du liquide qui les fournit, il faut nécessairement employer un appareil autre que le précédent; car la force élastique de la vapeur surpassant la pression atmosphérique, cette vapeur s'échapperait par le bout ouvert du tube à travers le mercure de la cuvette. On peut alors se servir d'un tube recourbé, tel que celui décrit au § 304, et ajouter du mercure dans la branche ouverte, jusqu'à ce que la vapeur cesse de s'échapper. Sa tension est mesurée, dans ces circonstances, par la colonne d'un baromètre voisin, augmentée de la différence de niveau du mercure dans les deux branches. S'il s'agit de vapeur d'eau, on emploie un bain d'huile fixe, afin d'obtenir des températures plus élevées que 100°.

M. Dulong a imaginé un autre appareil pour mesurer les tensions des vapeurs. Il est basé sur ce fait que lorsqu'un liquide, en contact avec une atmosphère de gaz ayant une pression constante, est de plus en plus échauffé, il arrive un moment où ce liquide entre en ébullition, pour conserver ensuite une température stationnaire, la vapeur qui se forme alors ayant une tension égale à celle de l'atmosphère gazeuse surperposée au liquide. L'appareil se compose
F.G. 157. d'un ballon qui communique avec une machine pneumatique ou de compression, afin d'y faire varier à volonté la pression de l'air intérieur, qu'un baromètre permet d'évaluer; le liquide à vaporiser est contenu dans une cornue placée sur un foyer, et communiquant avec le ballon par un tube incliné vers elle; ce tube est entouré d'un manchon de verre où l'on fait arriver un courant d'eau froide; enfin un thermomètre dont le réservoir est plongé dans le liquide indique sa température.

Dans cette expérience, le liquide s'échauffant atteint une température stationnaire, qui est celle de son ébullition sous la pression de l'air intérieur. La vapeur formée va se liquéfier sur les parois froides du tube de communication, qui, par son inclinaison, ramène le liquide précipité dans la cornue ; ainsi, par cette disposition, il se forme constamment de nouvelles vapeurs, qui se condensent dans le tube réfrigérant. En faisant varier la pression de l'air intérieur, la température stationnaire du liquide varie en même temps, et l'on peut par ce procédé construire une table de leurs valeurs correspondantes.

306. Il semble résulter de ces divers moyens de mesure que tous les liquides peuvent fournir des vapeurs à toute température ; mais M. Faraday et d'autres physiciens ont fait connaître quelques exceptions à cette conclusion générale. Si l'on suspend une feuille d'or au bouchon d'un flacon qui contient un peu de mercure, on remarque au bout de quelques jours que la feuille d'or est devenue blanche, ce qui prouve que le mercure s'est vaporisé ; mais si l'appareil est exposé à une température constante de —7°, la feuille d'or ne blanchit pas, ce qui semble indiquer qu'alors il n'y a point de vapeur mercurielle. Lorsqu'aux températures ordinaires on met sous une même cloche deux vases ouverts, l'un contenant de l'acide sulfurique étendu d'eau, l'autre une dissolution de nitrate de baryte, on ne remarque dans le dernier vase aucun précipité, aucun nuage de couleur blanche ; on conclut de là que l'acide sulfurique ne fournit pas de vapeurs sensibles à ces températures. Il n'est pas indispensable que ces expériences soient faites dans le vide : il suffit de prouver qu'un certain liquide ne dégage pas de vapeur dans l'air ou tout autre fluide élastique, pour qu'on doive en conclure qu'il ne se vaporiserait pas dans le vide à la même température ; car le dégagement des vapeurs n'est pas annulé par la pression d'un gaz, la présence de ce fluide n'a d'autre effet que de ralentir l'évaporation.

307. De toutes les expériences qui ont été faites dans le but de déterminer les forces élastiques de la vapeur d'eau à des températures supérieures à 100°, celles que MM. Dulong et Arago ont entreprises, sont sans contredit celles qui méritent le plus de confiance, tant par la grandeur et la nature des appareils dont ils se sont servis, que par les nombreuses précautions qu'ils ont prises pour éloigner les causes d'erreurs. Parmi les moyens imaginés dans le but de prévenir les explosions des chaudières des machines à vapeur, et que la loi rend obligatoires, il en est un qui exige la connaissance

Expériences de MM. Dulong et Arago sur les tensions de la vapeur d'eau.

exacte de la véritable température à laquelle la vapeur d'eau acquiert une tension donnée. L'Académie des Sciences, consultée sur cet objet, sentit la nécessité d'entreprendre des recherches expérimentales nouvelles, afin d'établir cette correspondance sur des résultats précis et étendus. Le gouvernement ayant donné les fonds que nécessitait ce travail, une commission fut nommée pour aviser aux moyens de l'exécuter. M. Dulong seul fut particulièrement chargé de la construction et de l'établissement des appareils; les observations furent ensuite faites par MM. Dulong et Arago.

Telle est l'origine des recherches dont il s'agit. Elles sont d'une haute importance dans la théorie physique de la chaleur et dans celle des gaz; elles fournissent en outre des données indispensables à l'emploi de la vapeur d'eau comme force motrice. Quant au moyen de sûreté qu'elles avaient pour but d'éclairer et de régulariser, la pratique signale tous les jours ses inconvénients et son inefficacité, et tout porte à croire qu'on ne tardera pas à l'abandonner. Nous allons donner la description de ces expériences, en adoptant à très-peu près la marche suivie dans le rapport de M. Dulong, afin de ne négliger aucun des détails nécessaires pour comprendre les difficultés qu'il s'agissait de vaincre, les erreurs qu'il fallait éviter, et toute l'efficacité des moyens de mesure qu'on a dû choisir. Il résultera de cette description détaillée une conviction plus complète de l'exactitude des résultats numériques obtenus; elle offrira d'ailleurs l'exemple le plus frappant que l'on puisse imaginer, pour donner une idée de toute la rigueur qu'exigent des expériences fondamentales, dont le but est de déterminer des nombres indispensables à la pratique des arts mécaniques.

Les limites entre lesquelles la force élastique de la vapeur d'eau peut être mise en jeu dans les machines, exigeaient que les observations s'étendissent jusqu'à vingt atmosphères au moins; jusque alors on n'avait pas été au delà de huit. Plusieurs observateurs s'étaient servis, pour évaluer les tensions, d'une soupape chargée d'un poids, que l'on déterminait de telle sorte qu'elle pût résister à l'effort de la vapeur; ce procédé de mesure était d'une exécution facile, mais comme il pouvait conduire à des erreurs graves, on se détermina à recourir à un moyen plus pénible, mais beaucoup plus exact, celui de mesurer directement la colonne de mercure capable de faire équilibre à l'élasticité de la vapeur. L'adoption de ce procédé, quoiqu'il fût le plus simple en apparence, présentait cependant de grandes difficultés; car il s'agissait de contenir dans un

tube de verre une colonne de mercure qui devait pouvoir atteindre 20 à 25 mètres de hauteur.

L'appareil eût pu se réduire à deux parties seulement : une chaudière pour la génération de la vapeur, et le tube contenant la colonne mercurielle. Mais il était à craindre que l'accroissement trop rapide de la tension lors de l'échauffement, et la diminution instantanée due au soulèvement de la soupape de sûreté, n'occasionnassent des secousses dangereuses pour les parois fragiles du tube, et la projection au dehors d'une quantité de mercure. Dans le but d'éviter ces accidents on ajouta un manomètre, pour servir de mesure intermédiaire ou de terme de comparaison. Le travail général se divisa en deux parties successives : la graduation du manomètre, et la mesure des tensions de la vapeur au moyen de ce manomètre gradué.

Graduation du manomètre.

308. La première de ces opérations fut exécutée dans la tour carrée, enclavée dans les bâtiments du collége de Henri IV, et qui contient trois voûtes percées dans leur centre. Au milieu s'élève verticalement un arbre suffisamment bien dressé, formé de trois poutres de sapin de 15 centimètres d'équarrissage, assemblées à traits de Jupiter, et solidement fixées par des liens de fer aux voûtes, et à la charpente qui supportait les cloches de l'ancienne église de Sainte-Géneviève. C'est à cet arbre que fut appliquée la colonne de verre. Elle se composait de treize tubes de cristal de 2 mètres de longueur, 5^{mm} de diamètre et autant d'épaisseur. Voici le moyen qui fut adopté pour décharger les tubes inférieurs du poids des tubes plus élevés et de leurs viroles d'assemblage, qui eût été suffisant pour les écraser.

Le mode de jonction de deux tubes consécutifs est représenté en coupe, élévation et projection horizontale, dans les figures 158, 159 et 160. La virole qui termine le tube supérieur s'appuie par un bord bien plan, sur un cuir qui recouvre le fond d'une cuvette formée par la virole du tube inférieur. Un écrou roulant, que l'on peut serrer avec une griffe, permet d'assurer le contact parfait des surfaces de joint, de manière à résister à la pression du liquide. Le bord *cc'* de la cuvette sert à contenir du mastic, que l'on coule, s'il est nécessaire, pour s'opposer à toute fuite du mercure, et assujettir en même temps, au moyen d'un pied annulaire *aa'*, la languette de repère *r* qui sert à la mesure des hauteurs. Le tube inférieur est maintenu dans un collier en fer *ff'*, fixé par une patte à l'arbre de sapin ; la vis *v* sert à maintenir l'assemblage dans une position à peu près invariable, de manière à éviter les secousses laté-

Fig. 158.

Fig. 159 et 160.

rales. Au-dessus de chaque virole à cuvette sont disposées deux poulies, sur lesquelles passent des cordons attachés par un bout au-dessous de l'assemblage, et portant à l'autre extrémité un seau de fer-blanc, où l'on mettait de la grenaille de plomb, de manière à composer un poids total équivalent à celui du tube soutenu et de ses deux viroles.

Cette disposition a parfaitement rempli le but désiré; les tubes n'étaient pas plus comprimés les uns que les autres, et toute la colonne pouvait être soulevée facilement, pour opérer sa jonction aux autres parties de l'appareil. La première virole de la colonne par
FIG. 161. le bas s'appuyait sur le bord d'un canal communiquant avec un réservoir en fonte douce R, de 2 centimètres d'épaisseur et capable de contenir 50 kilogrammes de mercure. Sur un autre orifice du même vase, opposé au premier, était fixé le manomètre. Il consistait dans un tube de même diamètre et de même épaisseur que ceux de la colonne, mais ayant seulement $1^m,70$ de hauteur.

Le manomètre, avant d'être placé, avait été gradué en parties d'égale capacité, mais sans faire aucun sillon sur la paroi extérieure, afin de ne pas diminuer la résistance qu'il devait opposer à de très-fortes pressions. Dans cette opération, deux petites lames d'étain, appliquées sur la surface du verre avec du vernis, avaient servi de points de repère; le tube ayant d'abord été fermé à la lampe par le bas, et étranglé vers le haut de manière à le terminer par un canal très-délié, on l'avait placé dans la position même qu'il devait occuper lors de l'expérience; puis introduisant successivement des volumes égaux de mercure, on avait dressé une table des longueurs occupées, et qui correspondaient ainsi à des divisions d'égale capacité. Ce procédé avait pour but d'éviter l'erreur qui eût pu résulter de la convexité du mercure, si les mesures du volume de la masse d'air comprimé n'eussent pas été faites dans les mêmes circonstances que la graduation.

Le tube ayant été coupé vers le bas fut ensuite assujetti au moyen
FIG. 162. d'une virole particulière à l'orifice du réservoir en fonte. Pour diminuer l'effort qu'il pouvait supporter dans les expériences, son bord appuyait sur la base de la virole, dans laquelle était pratiquée une ouverture circulaire, ayant précisément le même diamètre que la colonne de mercure. De cette manière la pression exercée contre la surface annulaire du verre se trouvait supprimée. Cette disposition était nécessaire pour éviter que le tube ne fût arraché par cette pression, à laquelle les mastics n'auraient peut-être pas résisté; la même précaution avait été prise pour les tubes de la grande colonne.

Avant d'être fixé, le tube manométrique avait été desséché intérieurement, mais après sa pose, et pour plus de sûreté, on fit passer pendant longtemps, à l'aide d'une machine pneumatique, un courant d'air sec, qui entrait par le canal étroit existant encore à l'extrémité supérieure, et qui s'échappait à travers une couche de quelques centimètres de mercure au fond du réservoir. Lorsqu'on put être certain qu'il n'existait plus d'humidité dans l'intérieur du tube, on fondit avec un chalumeau le canal capillaire, à un point marqué lors de la graduation, et le manomètre se trouva fermé et rempli d'air sec.

Deux règles verticales en laiton s'élevaient près du manomètre, dans un même plan passant par l'axe du tube; elles étaient assujetties vers le haut à une traverse en cuivre, et fixées par le bas sur la virole. L'une de ces règles était divisée en millimètres, et portait un vernier attaché à un voyant semblable à celui du baromètre de Fortin. Pour évaluer facilement et avec exactitude la température du manomètre, on faisait couler continuellement, dans un manchon dont il était entouré, un courant d'eau qui s'échappait par un robinet inférieur après avoir parcouru toute la longueur du tube. La masse de gaz du manomètre avait ainsi une température uniforme, qu'un thermomètre plongé dans le courant d'eau faisait connaître à chaque instant. Un système de poulies et un cordon de soie, dont il est facile de concevoir le jeu à l'inspection de la figure 161, servait à manœuvrer le voyant, pour prendre le niveau à chaque observation. Ce mécanisme, la division de la règle et celle du vernier, avaient été exécutés par Fortin.

Une troisième tubulure, pratiquée dans le fond supérieur du vase de fonte, pouvait recevoir à volonté une pompe à liquide ou à gaz. On avait cru d'abord devoir se servir de la dernière pour éviter toute humidité; mais, après avoir reconnu que la hauteur du mercure dans le réservoir était plus que suffisante, pour empêcher l'eau de pénétrer dans le manomètre, on adopta la première comme beaucoup plus expéditive. C'est donc en faisant agir la pompe à eau qu'on exerçait sur le mercure du réservoir des pressions variables, qui d'une part comprimaient l'air du manomètre, et de l'autre part soulevaient le mercure dans la colonne de verre.

MM. Dulong et Arago commencèrent alors plusieurs séries d'observations, par lesquelles ils ont déterminé les volumes successivement occupés par l'air du manomètre, soumis à des pressions croissant depuis une jusqu'à vingt-sept atmosphères. Ce travail eût été inutile si l'on avait admis que la loi de Mariotte existait réellement

entre ces limites, mais les expériences entreprises antérieurement pour vérifier cette loi n'étaient pas assez étendues, et ne méritaient pas d'ailleurs une confiance entière. Il importait donc de graduer directement le manomètre, pour éviter tout doute sur l'exactitude des mesures qu'il devait fournir; ce qui permettait d'ailleurs d'éprouver la loi de Mariotte, pour des pressions plus énergiques que toutes celles essayées jusqu'à cette époque. Voici maintenant en quoi consistait chaque observation.

Le volume initial de l'air sec du manomètre avait été déterminé sous une pression et à une température connues. Chaque nouveau volume qu'il occupait était donné par l'observation du point de la règle correspondant au sommet de la colonne de mercure, et en transportant les mesures prises sur la table de graduation, l'élasticité correspondante était égale à la hauteur du baromètre observée au moment de l'expérience, augmentée de la différence de niveau des deux colonnes de mercure, dans le grand tube vertical ouvert et dans le manomètre lui-même.

Pour évaluer facilement cette dernière différence on avait mesuré avant tout la distance verticale invariable de deux languettes de repère *r*, qui se suivaient sur la ligne des tubes partiels en se servant d'une règle divisée *ll'*, dont le zéro coïncidait avec la face supérieure du repère d'en-bas, et dont l'autre bout portait une petite règle mobile que l'on poussait jusqu'à ce qu'elle se trouvât dans le plan horizontal de la face supérieure du repère suivant. Le relevé de toutes les distances entre les viroles consécutives étant ainsi déterminé, il suffisait de connaître le numéro du tube où se terminait la colonne de mercure, et de mesurer la hauteur de son sommet au-dessus du repère situé immédiatement au-dessous, ce qui se faisait avec la même règle, munie à cet effet d'un voyant et d'un vernier. On en concluait facilement la hauteur totale de la colonne au-dessus de la virole qui la terminait vers le bas, à laquelle on pouvait rapporter le niveau du liquide dans le manomètre, à l'aide d'une lunette mobile sur une règle verticale (§ 166), ou de tout autre moyen micrométrique.

Les tubes ayant le même diamètre, on était dispensé de toute correction relative à la capillarité. Six thermomètres distribués sur toute l'étendue de la colonne permettaient d'apprécier la densité du mercure; leurs réservoirs plongeaient dans des portions de tube ayant les mêmes dimensions que ceux de l'appareil, et remplis de mercure. Des échafauds avaient été construits, de 2 mètres en 2 mètres, sur toute la hauteur de l'arbre de sapin, avec des échelles de

communication ; cet établissement avait paru indispensable pour effectuer les manipulations assez délicates que devaient nécessiter la jonction des tubes. On pouvait alors observer facilement les indications des thermomètres, et placer l'œil au sommet de la colonne liquide, en quelque point qu'elle se trouvât.

309. Les résultats de trois séries d'expériences faites au moyen de cet appareil gigantesque, et néanmoins très-précis, ayant été convenablement corrigés et ramenés à une même température, ont donné les valeurs exactes du volume de la masse d'air du manomètre correspondantes à toutes les pressions comprises entre une et vingt-sept atmosphères. Ces valeurs, rapprochées de celles qu'eût données la loi de Mariotte, n'ont offert que de très-faibles différences, qui pouvaient s'expliquer facilement par les petites erreurs que comporte inévitablement le mode de graduation du tube manométrique en subdivisions d'égale capacité. On doit conclure de ce rapprochement que la loi de compression de l'air atmosphérique, énoncée par Mariotte, est vérifiée jusqu'à vingt-sept atmosphères. Vérification de la loi de Mariotte.

310. La seconde opération du travail général, celle de la mesure des tensions de la vapeur au moyen du manomètre gradué, fut faite dans une des cours de l'Observatoire. La crainte d'une explosion qui pouvait entraîner l'éboulement des voûtes de la tour, occasionner de graves accidents, et même compromettre les bâtiments voisins, exigeait impérieusement ce déplacement. La translation du manomètre et du réservoir en fonte fut faite en prenant des précautions multipliées, afin d'éviter que la masse d'air intérieure ne subît quelque changement; des vérifications ultérieures ont prouvé que ce but important avait été rempli. Mesure des hautes tensions de la vapeur d'eau.

La figure 163 représente l'appareil imaginé pour obtenir les résultats cherchés. La chaudière A avait une capacité de 80 litres environ ; elle était composée de trois morceaux de tôle de première qualité fabriquée exprès, ayant 13 millimètres d'épaisseur dans la partie cylindrique, et beaucoup plus vers le fond et près de l'orifice. Cet orifice, de 17 centimètres de diamètre, était fermé par une plaque circulaire de fer battu de $4^{mm},5$ d'épaisseur et de 33 centimètres de diamètre, qui était boulonnée fortement en-dessus du bord recourbé de la chaudière ; des lames de plomb, interposées dans les joints, s'étaient étendues pendant le serrage de manière à les fermer hermétiquement. Cette chaudière avait été soumise, au moyen d'une pompe à eau, à une forte pression intérieure, jusqu'à ce que l'eau introduite s'échappât par les fissures et les joints rivés ; cette épreuve était nécessaire pour s'assurer d'a- Fig. 163.

vance que les parois pouvaient résister aux tensions qu'on se proposait d'éprouver. Le fourneau sur lequel la chaudière fut établie avait une masse assez considérable pour que le système n'éprouvât pas des variations trop brusques de température.

Une soupape de sûreté d'une forme particulière fut adaptée en *ss's''*; elle avait pour objet de donner une libre issue à la vapeur aussitôt que son élasticité dépassait un terme donné. Les poids mobiles sur les deux bras de levier qui formaient le mécanisme de cette soupape, étaient composés de plusieurs parties qu'on pouvait séparer ou réunir, afin de faire varier la grandeur de la pression qu'on voulait atteindre. Il est facile de voir qu'au moindre soulèvement la soupape devait être écartée difinitivement par les poids, glissant l'un vers le centre du mouvement, l'autre vers l'extrémité la plus éloignée de l'autre bras de levier, de telle sorte que l'orifice restant constamment ouvert, offrait une issue libre à la vapeur.

Un tuyau de fer *tt't''*, composé de plusieurs canons de fusils, s'élevait d'abord verticalement au-dessus du couvercle, et par une branche inclinée communiquait avec la tubulure supérieure du réservoir en fonte; c'est par ce tuyau que la tension de la vapeur se communiquait au manomètre. La capacité du réservoir au-dessus du mercure, et le tuyau *t't''*, jusqu'au coude *t'*, étaient remplis d'eau qu'on entretenait à une température constante, au moyen d'un courant extérieur d'eau froide tombant sur le coude même, et qui circulait ensuite dans un manchon. La chaudière en activité étant purgée d'air, il s'opérait alors une distillation continuelle qui remplaçait les portions de liquide que l'accroissement de tension de la vapeur refoulait dans le réservoir de fonte, en sorte que le mercure était surmonté, vers la chaudière, d'une colonne d'eau froide ayant constamment son niveau supérieur en *t'*.

Quant au niveau variable *nn'* du mercure, il était aperçu au dehors dans un tube de cristal *ii'*, fixé sur l'orifice latéral opposé au manomètre, et communiquant aussi par le haut avec la capacité du réservoir au moyen d'un tube de plomb. On y observait la hauteur du mercure au-dessus d'un point de repère fixe, à l'aide d'une règle divisée et munie d'un voyant et d'un vernier. La tension de la vapeur s'obtenait en ajoutant à l'élasticité de l'air du manomètre déduite du volume qu'il occupait, la hauteur du mercure dans cet instrument au-dessus du niveau *nn'*, et retranchant ensuite la pression due au poids de la colonne d'eau comprise entre ce niveau et le coude *t'*.

Deux canons de fusil fermés par le bas, et amincis au point de

ne conserver qu'une épaisseur suffisante pour ne pas être déchirés par la tension de la vapeur, avaient été introduits dans la chaudière. L'un descendait presque jusqu'au fond, l'autre allait au plus au quart de la profondeur totale; leurs extrémités supérieures traversaient le couvercle, où ils étaient fixés solidement et leurs joints lutés. Ces cylindres, ouverts à l'extérieur, contenaient du mercure et les réservoirs de deux thermomètres; l'un de ces instruments devait donner la température de l'eau, le second celui de la vapeur. Cette disposition avait paru indispensable pour qu'on ne fût pas obligé de tenir compte de la contraction des enveloppes, si les réservoirs des thermomètres avaient été exposés immédiatement aux pressions intérieures de la chaudière, correction qu'il eût été difficile d'évaluer exactement. La tige de chacun des thermomètres se recourbait horizontalement à la sortie du cylindre, et cette branche était entourée d'un manchon où circulait un courant d'eau. Les températures des courants qui baignaient les deux tiges étaient indiquées par de petits thermomètres horizontaux, et l'on avait ainsi le moyen d'évaluer exactement les véritables températures correspondantes aux indications des deux grands thermomètres (§ 167). FIG. 164.

Les observations furent conduites de la manière suivante. La chaudière contenant la quantité d'eau convenable pour que le plus court des cylindres aux thermomètres fût entièrement au-dessus de sa surface, on tenait le liquide en ébullition pendant 16 à 20 minutes, en laissant la soupape ouverte ainsi que la branche verticale du tube $tt't''$, l'air intérieur était alors expulsé par la vapeur. Cela fait, on fermait toutes les ouvertures, et l'on réglait les robinets d'écoulement autour du manomètre, sur le tuyau incliné $t't''$, et enfin autour des tiges horizontales des thermomètres. Le fourneau était ensuite chargé de la quantité de combustible jugée nécessaire pour atteindre à peu près le degré où l'on se proposait de faire une observation; on attendait que la marche ascendante de la température se ralentît, et, lorsque l'échauffement ne faisait plus que des progrès très-lents, on notait les indications simultanées des 4 thermomètres de la chaudière, du manomètre et du tube latéral tt'. On prenait ainsi des nombres très-rapprochés, jusqu'à ce que l'on eût atteint le maximum; l'observation correspondante à ce point était seule calculée; les précédentes et les suivantes ne servaient qu'à garantir des erreurs de lecture.

Lorsque le manomètre et les thermomètres avaient sensiblement baissé, on ajoutait une nouvelle dose de combustible, et l'on procédait à une nouvelle observation. On ne pouvait pas ainsi détermi-

ner directement la pression correspondante à une température donnée; mais en multipliant beaucoup les expériences, MM. Dulong et Arago ont obtenu des termes suffisamment rapprochés, dans toute l'étendue de l'échelle qu'ils ont pu parcourir. La chaudière perdant une grande quantité d'eau, il a été impossible d'aller au delà de vingt-quatre atmosphères. Dans toutes les observations, les températures correspondantes de l'eau de la chaudière et de la vapeur, déduites des indications des thermomètres, ont été sensiblement égales entre elles; les faibles différences qu'elles présentaient s'expliquaient d'ailleurs par les conditions spéciales de l'appareil.

Tables des tensions de la vapeur d'eau.

311. MM. Dulong et Arago ont ainsi déterminé la force élastique de la vapeur d'eau, à toutes les températures comprises entre 100° et 224°,2; ils ont trouvé qu'elle varie entre ces limites de une à vingt-quatre atmosphères. Voici le tableau qu'ils ont construit d'après leurs observations.

ÉLASTICITÉ en ATMOSPHÈRES.	TEMPÉRATURE en DEGRÉS CENTIGRADES.	ÉLASTICITÉ en ATMOSPHÈRES.	TEMPÉRATURE en DEGRÉS CENTIGRADES.
1	100°	10	181°,6
1 ½	112,2	11	186,03
2	121,4	12	190,0
2 ½	128,8	13	193,7
3	135,1	14	197,19
3 ½	140,6	15	200,48
4	145,4	16	203,60
4 ½	149,06	17	206,57
5	153,08	18	209,4
5 ½	156,8	19	212,1
6	160,2	20	214,7
6 ½	163,48	21	217,2
7	166,5	22	219,6
8	172,1	23	221,9
9	177,1	24	224,2

Formules empiriques.

312. On a cherché à lier la force élastique y de la vapeur d'eau, et sa température x, par plusieurs formules empiriques; celles de la forme $y=(a+bx)^c$ sont les plus commodes dans la pratique. MM. Dulong et Arago ont proposé celle-ci : $y=(1+0{,}7153\,x)^5$;

x étant pris à partir de 100°, en plus ou en moins, et exprimé en prenant pour unité de température l'intervalle de 0° à 100°; y étant exprimé en atmosphères de 0m,76 chacune. Le seul coefficient numérique, que contient cette expression, a été déterminé au moyen de l'observation extrême de vingt-quatre atmosphères, pour 224°,2 centigrades. Cette formule représente mieux que toute autre les observations de la table précédente au-dessus de quatre atmosphères; au-dessous il est préférable d'employer une formule de Tredgold de la forme $y=(a+bx)^6$ et qui, résolue par rapport à x, donne $x=85\sqrt{y}-75$; x étant exprimé en degrés centigrades à partir de 0°, et y en centimètres de mercure. Au moyen de leur formule, MM. Dulong et Arago ont étendu leur table jusqu'à 50 atmosphères, point auquel il est à présumer qu'elle pourrait cesser d'être exacte.

313. Il résulte évidemment de la table et des formules empiriques qui précèdent, que la tension de la vapeur d'eau croît dans une plus grande proportion que la température. Ce résultat général paraît applicable aux forces élastiques des vapeurs de tous les liquides, autant qu'on en peut juger par les expériences incomplètes ou peu étendues, faites jusqu'ici pour étudier les vapeurs du mercure, de l'alcool, de l'éther. Dalton avait cru reconnaître une loi qui établirait une relation fort simple entre les tensions des vapeurs de différents liquides. Elle consisterait en ce que pour un même nombre de degrés, au-dessus ou au-dessous du degré d'ébullition de chaque liquide, les forces élastiques de leurs vapeurs seraient les mêmes pour tous. Ainsi le mercure bouillant à 350°, l'eau à 100°. l'alcool à 79°,7, l'éther à 37°,8, les forces élastiques des vapeurs du mercure à $(350\pm x)°$, de l'eau à $(100\pm x)°$, de l'alcool à $(79,7\pm x)°$, de l'éther à $(37,8\pm x)°$, seraient toutes égales entre elles. Mais Dalton a depuis reconnu lui-même l'inexactitude de cette loi; néanmoins cette relation, considérée comme une première approximation, peut être utilisée dans certaines circonstances; il faudra se rappeler alors qu'elle ne se vérifie pas pour des températures éloignées de l'ébullition des liquides.

Lois empiriques de Dalton.

VINGTIÈME LEÇON.

Formation de la vapeur dans un espace limité. — Phénomène de l'ébullition. — Marmite de Papin. — Condenseur de Watt. — Propriétés générales des vapeurs. — Mélanges des gaz et des vapeurs. — Échauffement d'un liquide à l'air libre. — Correction du point fixe de l'ébullition de l'eau. — Problème sur les vapeurs. — Manomètre de Berthollet.

Formation de la vapeur dans le vide barométrique.

314. Lorsqu'on fait passer un liquide dans le vide barométrique de l'appareil de Dalton, la vapeur s'y développe instantanément. Si le tube qui sert à faire cette expérience, et la cuvette qui le reçoit, ont des dimensions convenables, on observe qu'en soulevant ou abaissant rapidement le tube, ce qui tend à augmenter ou à diminuer la chambre barométrique, le niveau du mercure reste toujours à la même hauteur au-dessus de celui de la cuvette. La force élastique reste donc constante, et comme la température est maintenue stationnaire par le liquide du manchon, on doit en conclure que la vapeur conserve la même densité, et que sa masse augmente ou diminue proportionnellement à l'espace qui lui est offert. La vitesse avec laquelle la vapeur se forme dans ce genre d'expérience est très-grande et inconnue.

Si le manchon est élevé successivement à différentes températures, la force élastique observée change de l'une à l'autre, mais reste encore constante pour chacune d'elles, quand on augmente ou diminue l'espace que peut occuper la vapeur, pourvu que le liquide qui la fournit reste toujours en excès. Ces faits démontrent que la tension, et par suite la densité de la vapeur qui se forme dans le vide, ne dépendent que de la température.

Ce qui caractérise principalement l'ébullition d'un liquide, c'est l'égalité entre la pression extérieure et la force élastique de la vapeur qui se forme; quant à l'apparition des bulles, elle n'accompagne pas toujours la formation libre de la vapeur. Ainsi dans l'expérience précédente, lorsqu'on soulève le tube barométrique, la vapeur qui se forme a précisément une tension égale à celle de la vapeur préexistante, et cependant on n'observe pas le phénomène

apparent de l'ébullition. Cela tient à ce que, l'espace étant limité et très-petit, la vapeur s'y développe dans un temps très-court et inappréciable.

315. En effet, quand l'espace offert à la vapeur est indéfini, le phénomène de l'apparition des bulles a toujours lieu, à moins que par certaines circonstances la vapeur ne se forme plutôt à la surface du liquide qu'en d'autres points de sa masse. Si l'on place un vase contenant de l'eau sous le récipient de la machine pneumatique, on soutire à chaque coup de piston une portion de la vapeur qui remplissait le récipient, ce qui produit le même effet qu'un espace indéfini au-dessus du liquide à vaporiser. Aussi observe-t-on une ébullition très-vive lorsque le jeu de la machine a suffisamment diminué la pression intérieure, quelle que soit d'ailleurs la température du liquide. Formation de la vapeur dans un espace indéfini.

316. Si l'on s'oppose au contraire à la sortie de la vapeur en plaçant le liquide dans un vase limité et fermé de toute part, lors même qu'on élève la température on ne détermine pas d'ébullition apparente. La vapeur augmente cependant en masse, car sa tension et sa densité doivent croître avec la température; une éprouvette convenable, placée dans l'espace fermé, indique en effet un accroissement de tension. Formation de la vapeur dans un espace limité.

M. Cagniard-Latour a observé que dans ces circonstances, l'eau, l'éther et d'autres liquides finissent par se gazéifier en totalité à une certaine température très-élevée, c'est-à-dire qu'ils passent alors instantanément de l'état liquide à l'état gazeux, sans que leur volume augmente dans une grande proportion. Par exemple, si l'on expose à une très-haute température un fort tube de verre contenant un quart de son volume d'eau, et que l'on a fermé à la lampe quand le liquide était en ébullition, on voit à une certaine époque la masse liquide disparaître tout à coup, et occuper ainsi, à l'état de vapeur, un espace seulement quatre fois plus grand que son volume à l'état liquide.

Pour faire ce genre d'expérience de manière à évaluer la tension de la vapeur, M. Cagniard-Latour s'est servi d'un tube recourbé, semblable au baromètre à siphon, mais beaucoup plus épais. La longue branche fermée, ayant seulement un millimètre de diamètre, renferme de l'air et sert de manomètre. La plus courte, beaucoup plus large, a 45 millimètres de diamètre; elle contient du mercure et le liquide qu'il s'agit d'éprouver; on la ferme à la lampe au moment où le liquide est en ébullition. Quand il s'agit de l'éther ou de l'alcool, on peut plonger l'appareil dans un bain d'huile placé FIG. 165.

sur un foyer, et dont la température est indiquée par un thermomètre convenable.

M. Cagniard a trouvé de cette manière que l'éther sulfurique se réduit totalement en vapeur à 200°, dans un espace moindre que le double de son volume liquide, et que la tension de cette vapeur est d'environ 38 atmosphères. A 259°, l'alcool se vaporise totalement sous un volume triple de celui correspondant à l'état liquide, et exerce alors une pression de 119 atmosphères. Le bain d'huile ne peut s'échauffer assez pour produire le même phénomène sur l'eau; il faut porter la température de l'appareil jusqu'à celle de la fusion du zinc; mais le tube recourbé s'étant toujours brisé dans cette circonstance, on n'a pu évaluer la tension correspondante. Ces expériences confirment une conséquence déduite des tables et des lois empiriques indiquées dans la leçon précédente, savoir, que la tension et la densité des vapeurs augmentent beaucoup plus rapidement que leur température.

Marmite de Papin. 317. Considérons toujours le cas d'un vase fermé, contenant un liquide et sa vapeur. Si la température de ce vase est supérieure à celle de l'ébullition à l'air libre du liquide éprouvé, la tension de la vapeur intérieure surpassera la pression de l'atmosphère; en sorte que si l'on rend libre une ouverture pratiquée dans la paroi, la vapeur s'échappant avec force, le liquide pourra manifester les signes ordinaires de l'ébullition. Ces phénomènes peuvent être observés au moyen de l'appareil appelé marmite de Papin. C'est un vase
Fig. 166. cylindrique de bronze fort épais; lorsqu'il est rempli d'eau, on le recouvre d'une feuille de carton imprégnée d'huile, sur laquelle on presse fortement le couvercle, à l'aide d'une vis mobile dans un écrou de fer lié invariablement à l'appareil; par cette disposition les joints se trouvent hermétiquement fermés. Une petite ouverture, pratiquée dans la partie supérieure de l'appareil, est bouchée par une soupape, qu'un levier chargé de poids convenables presse contre cette ouverture.

Lorsqu'on échauffe cet appareil fermé, le liquide intérieur passe à des températures de plus en plus élevées. La vapeur qu'il forme ou qu'il tend à former acquiert des tensions de plus en plus grandes, qui s'exercent sur les parois du vase, et qui finiraient par le briser sans la présence de la soupape. Celle-ci à une certaine époque est pressée de dedans en dehors avec une intensité égale à sa charge; elle s'ouvre alors, et donne issue à la vapeur qui ne peut plus acquérir une force élastique supérieure à celle nécessaire pour produire cet effet. La charge de la soupape étant arbitraire, on en dispose pour

limiter la tension finale de la vapeur, et par suite la température maxima de l'appareil; on peut ainsi éviter sa rupture, et c'est par cette raison qu'on donne au mécanisme dont il s'agit le nom de soupape de sûreté. Lorsque la marmite de Papin est convenablement échauffée, et qu'on enlève la soupape, la vapeur s'échappe avec sifflement; la température baisse jusqu'à 100°, et le phénomène se réduit à celui de l'ébullition ordinaire de l'eau.

318. Au lieu de donner issue à la vapeur, qui s'est formée dans la partie supérieure d'un vase contenant un liquide suffisamment échauffé, par un orifice que l'on rend libre comme dans l'appareil précédent, on peut faire naître le phénomène de l'ébullition en mettant un corps froid en contact avec la paroi supérieure, qui reste alors hermétiquement fermée. On peut se servir à cet effet d'un matras de verre à moitié plein d'eau que l'on échauffe ; quand le liquide est en pleine ébullition, on retire le matras du foyer pour le boucher hermétiquement et le renverser ensuite. Lorsqu'il est maintenu dans cette position, toute apparence d'ébullition cesse, mais le contact d'un morceau de glace, ou simplement de l'eau froide projetée sur le fond du vase, détermine la formation des bulles dans la masse liquide intérieure. L'explication de ce phénomène est facile à trouver : la vapeur en contact avec la paroi se refroidit, s'y liquéfie en partie, et la tension restante ayant diminué, le liquide peut alors fournir de nouvelle vapeur. Condenseur de Watt. Fig. 167.

Ce fait sert de base à la théorie du condenseur de Watt ; il peut être généralisé. Lorsqu'un espace fermé contient un liquide et sa vapeur à la température T, et en outre un corps, ou simplement une surface entretenue à une température t moindre que T, la vapeur se liquéfie sur la surface froide, jusqu'à ce que tout le liquide chaud se soit gazéifié. Quand l'équilibre est rétabli, et le liquide précipité vers la paroi froide à la température t, la vapeur qui remplit l'espace fermé ne possède plus que la force élastique correspondante à cette dernière température.

D'après ce principe, supposons que l'espace fermé soit partagé en trois parties, l'une A contenant l'eau chaude, l'autre B la vapeur, la troisième C le réfrigérant, et que des robinets R et R' permettent d'interrompre ou d'établir les communications entre la seconde partie et les deux autres. Quand R sera ouvert et R' fermé, B se remplira de vapeur à la température T; si l'on ferme au contraire R et qu'on ouvre R', une partie de la vapeur de B se liquéfiera, et elle n'aura plus, lors de l'équilibre, que la tension correspondante à la température du réfrigérant. Cet appareil composé existe dans Fig. 168.

toute machine à vapeur : la chaudière est la capacité A, le cylindre l'espace B, et le condenseur le réfrigérant C. Le cylindre contient un piston, que la différence des tensions de la vapeur, correspondantes aux deux états d'équilibre, détermine à se mouvoir tantôt dans un sens tantôt dans l'autre.

Dans la machine à vapeur de Watt dite à simple effet, la tige du
FIG. 169. piston est fixée par une articulation à une extrémité d'un balancier; qui porte à l'autre bout un contre-poids convenable. Lorsque le cylindre communique avec la chaudière, la vapeur qui le remplit a une force élastique égale à la pression de l'atmosphère, qui équivaut à environ $0^{m},76$ de mercure. Le piston est alors autant pressé par dessous qu'en dessus, et le contre-poids agit pour le soulever. Quand il est au plus haut de sa course, la communication R avec la chaudière se ferme; celle R′ avec le condenseur s'ouvre en même temps. La vapeur du cylindre n'a bientôt plus que la tension correspondante à la température du condenseur, habituellement de 30°, cette tension équivaut à quelques centimètres de mercure seulement. Le piston est alors pressé plus fortement en dessus par l'atmosphère; il cède à cet excès, et s'abaisse en soulevant le contre-poids ou la résistance à vaincre, dont la grandeur doit être telle que cet effet puisse être produit.

Dans la machine à vapeur à double effet, les communications
FIG. 170. sont doubles, ainsi que les robinets R et R′. Une des parties du cylindre séparées par le piston communique avec la chaudière, tandis que l'autre communique avec le condenseur. Le piston est donc pressé d'un côté avec la tension existant dans la chaudière, et de l'autre avec celle du condenseur; il marche dans la direction de la plus grande pression. Lorsque sa course est achevée dans un sens, les communications s'établissent dans un ordre inverse, et son mouvement change de direction. La tige du piston traverse le fond supérieur du cylindre dans une boîte à cuir, pour agir sur une des extrémités du balancier, et le forcer à vaincre les résistances appliquées à son autre extrémité.

Le condenseur est ordinairement une cavité dans laquelle on fait arriver l'eau froide par une pomme d'arrosoir; c'est le contact de cette eau avec la vapeur qui détermine la liquéfaction de cette dernière ou sa condensation. Lorsqu'on emploie la vapeur comme force motrice à des températures supérieures à 100°, ou ayant une force élastique de plusieurs atmosphères, on se contente souvent de mettre en communication avec l'air extérieur la partie du cylindre où la pression doit être la plus faible; l'air est alors le véri-

table condenseur, la machine à vapeur est dite à haute pression. Une soupape chargée de poids convenables, disposée à la partie supérieure de la chaudière, comme dans la marmite de Papin, donne le moyen d'obtenir la vapeur motrice à la tension voulue.

Le fait physique de la condensation de la vapeur est sans contredit la cause fondamentale de l'effet des machines à feu, mais il n'entre que pour une très-faible partie dans la description de ce genre de moteur. Pour en donner une théorie complète il faudrait détailler les nombreux mécanismes qui servent à transformer le mouvement du piston pour produire un effet utile, à ouvrir et fermer les robinets aux instants convenables, à introduire l'eau froide dans le condenseur, à alimenter la chaudière; il faudrait décrire en outre les moyens de chauffage les plus économiques ou les plus rapides, et les nombreuses précautions qu'il faut prendre pour maîtriser la force de la vapeur, et prévenir le danger des explosions. Ces détails et cette description, qui composeraient seuls un cours fort étendu, ne peuvent trouver place dans celui qui nous occupe.

Tensions des vapeurs à de basses températures.

319. Le fait sur lequel est fondé le condenseur de Watt, est aussi le principe d'un appareil imaginé par M. Gay-Lussac pour mesurer les tensions des vapeurs, à des températures égales ou inférieures à 0°. Le tube barométrique où l'on introduit le liquide à vaporiser est recourbé à sa partie supérieure, et entouré en cet endroit d'un mélange réfrigérant ayant la température à laquelle on veut observer. Le liquide se vaporise totalement, pour se liquéfier et même se congeler sur la partie froide du tube. Lorsque l'équilibre existe, la vapeur n'a que la tension correspondante à la température du mélange réfrigérant. Un baromètre voisin permet d'évaluer la dépression occasionnée par cette tension. M. Gay-Lussac a ainsi trouvé que la force élastique de la vapeur d'eau était de 5 millimètres environ à 0°, et de $\frac{4}{3}$ de millim. à —20°. FIG. 171.

Propriétés générales des vapeurs.

320. Les faits que nous avons cités suffisent pour faire connaître les propriétés générales des vapeurs. On peut les résumer ainsi qu'il suit. Lorsqu'un espace, vide de toute autre matière pondérable, renferme toute la vapeur qu'il peut contenir à la température à laquelle il est exposé, on dit que cet espace est *saturé de vapeur*. Ce fluide possède alors la plus grande tension, et la plus grande densité qu'il puisse avoir à cette température; il est dit *vapeur à saturation*, ou *vapeur au maximum de tension*.

Le volume ne variant pas, la tension et la densité de la vapeur à saturation, en contact avec son liquide, augmentent et diminuent avec la température; mais elles obéissent alors à des lois très-diffé-

rentes de celles que suivent la pression et la densité d'un gaz permanent. Car lorsqu'un même volume de gaz est porté de la température de 0°, à celle de 100°, sa densité ne change pas, et sa force élastique n'augmente que de 1 à 1,375; tandis qu'entre les mêmes limites de température, un même volume de vapeur d'eau, par exemple, en contact avec ce liquide, augmente beaucoup en densité, et acquiert une force élastique plus grande dans le rapport de 5 à 760 millimètres, ou de 1 à 152.

Si la vapeur n'est plus en contact avec son liquide, qui puisse en augmenter la masse lorsque la température s'élève, sa tension sous le même volume augmente alors avec la température suivant la même loi que la pression d'un gaz placé dans les mêmes circonstances. Si l'espace n'est pas saturé de vapeur, en sorte qu'elle n'ait pas son maximum de tension, sa force élastique commence à diminuer avec la température, comme celle d'un gaz permanent, mais cette vapeur, dont la densité ne change pas, finit par saturer l'espace proposé, à une certaine température inférieure à celle d'où l'on est parti; la loi de diminution des tensions change à cette époque, car la vapeur se liquéfie en partie par un nouvel abaissement de température, ou se trouve en contact avec son liquide comme dans les cas précédents.

La température restant constante, et le volume variant, la masse de vapeur à saturation augmente et diminue proportionnellement au volume, si elle est en contact avec son liquide ; sa densité et sa pression ne changent pas, bien différente en cela d'un gaz permanent, dont la densité et la force élastique varient en raison inverse du volume, pour la même masse et la même température. Si la vapeur existe dans l'espace proposé sans son liquide, sa tension et sa densité diminuent, lorsque le volume augmente, en suivant la loi de Mariotte. Si cette vapeur ne sature pas l'espace, sa tension augmente comme celle d'un gaz, lorsque le volume diminue sans changement de température, jusqu'à ce que ce volume soit assez diminué pour que la quantité de vapeur primitive puisse saturer l'espace réduit; à partir de cette époque la tension de la vapeur reste constante.

On voit par cet exposé des propriétés générales des vapeurs, en quoi elles diffèrent des gaz permanents. Tant qu'elles ne sont pas en contact avec leur liquide, ou qu'elles n'y sont pas amenées, elles se comportent comme les gaz quand le volume et la température varient. Mais lorsqu'au contraire elles sont en présence de leur liquide, ou qu'elles sont amenées à se liquéfier, les vapeurs

suivent des lois particulières, et très-différentes de celles des gaz permanents.

321. Néanmoins il n'y a aucune raison d'établir une différence de nature entre les gaz permanents et les vapeurs; on doit au contraire admettre leur identité. Car les vapeurs répandues dans un espace qu'elles ne saturent pas se conduisent comme les gaz, par les variations de température et de pression qui ne leur font pas atteindre l'état de saturation; et réciproquement les gaz permanents se conduisent comme des vapeurs qui ont des températures plus élevées, ou des densités moindres que celles correspondantes à leur point de saturation. Cette identité a d'ailleurs été vérifiée par la liquéfaction de certains gaz, regardés autrefois comme permanents, et que l'on a obtenus à l'état liquide, soit en leur faisant subir de grandes pressions à la même température, soit en les exposant à des températures très-basses sous la même pression. Identité des gaz et des vapeurs.

322. Dalton a démontré que lorsque des vapeurs se mélangent à des gaz, la force élastique du mélange est la somme des forces élastiques des vapeurs et des gaz composants, chacune d'elles étant rapportée au volume total. C'est en se fondant sur ce principe que M. Gay-Lussac a imaginé un appareil qui sert à vérifier cette loi remarquable, que la force élastique de la vapeur capable de saturer un certain espace, à une température donnée, est la même, que cet espace soit vide, ou qu'il contienne un ou plusieurs gaz plus ou moins dilatés. Cet appareil se compose d'un large tube en verre, vertical, gradué en parties d'égale capacité, soudé par les deux extrémités dans des boîtes métalliques munies chacune d'un robinet, et qui communique par le bas avec un petit tube de verre se recourbant verticalement pour aboutir ouvert dans l'atmosphère. Mélanges des gaz et des vapeurs. Fig. 172.

Le grand tube étant plein de mercure, et les robinets fermés, on visse au-dessus de l'appareil un ballon renversé, dont la tubulure est fermée par un troisième robinet, et qui contient un gaz très-sec. On ouvre ensuite les trois robinets; le mercure s'écoule par le bas, et une partie du gaz sec du ballon entre dans le grand tube. Quand la quantité de gaz introduite paraît suffisante, on ferme les communications; on ramène la pression du fluide intérieur à celle de l'atmosphère en versant du mercure par le petit tube, jusqu'à ce que ce liquide s'élève au même niveau dans les deux branches; on observe alors le volume V occupé par le gaz sec.

Après cette première opération, on enlève le ballon pour visser à sa place une petite cuvette métallique contenant un liquide, et

FIG. 173. dont le fond est traversé par un cylindre plein et horizontal. Ce cylindre représente une cavité sur sa surface, et peut faire une demi-révolution de manière à présenter cette cavite latérale, tantôt au fond de la cuvette où elle se remplit, tantôt vers le bas pour que la goutte prise tombe dans le grand tube, dont on ouvre le robinet supérieur. On répète plusieurs fois ce double mouvement jusqu'à ce que le gaz, sec d'abord, soit enfin saturé de vapeur; ce but est atteint quand le niveau du mercure dans le tube étroit cesse de s'élever.

Quand le gaz est saturé de vapeur, son volume s'est augmenté, mais on le ramène à sa première grandeur V en versant du mercure par le petit tube. Lors de cet état, la différence de hauteur *a* des niveaux dans les deux branches, mesure évidemment l'augmentation de force élastique due à la formation de la vapeur dans le volume invariable occupé par le gaz, ou la tension de cette vapeur seule. Or si à la température de l'expérience, on introduit quelques gouttes du même liquide dans le vide d'un baromètre, il en résulte une dépression dans la colonne, que l'on trouve précisément égale à *a*. Ainsi la tension et par suite la densité de la vapeur, qui sature un certain espace à une température donnée, restent les mêmes, que cet espace soit vide ou déjà occupé par un gaz.

Lorsque l'expérience précédente se fait sur l'éther, il arrive souvent que ce liquide dissout le corps gras dont le robinet supérieur est enduit pour fermer plus exactement; il en résulte alors une fuite de fluides élastiques, ou l'introduction de l'air extérieur par les joints. Pour éviter cette cause d'erreur, M. Gay-Lussac a modi-
FIG. 174. fié son appareil en supprimant le robinet supérieur; on le remplit alors de mercure par le bas. On le dispose ensuite dans sa position ordinaire sur une cuve à mercure, pour y faire passer le fluide élastique; puis on ferme le robinet. On verse dans le tube latéral une petite colonne d'éther; de là on fait passer ce liquide dans le grand tube, en laissant écouler du mercure par le bas pour diminuer la pression du gaz, en sorte que le niveau dans le petit tube puisse s'abaisser jusqu'au-dessous de son orifice dans le grand. Enfin on remet du mercure par le bout ouvert, et l'expérience s'achève comme avec l'ancien appareil.

Il suit de ces diverses expériences qu'un espace limité en contact avec un liquide, et contenant un gaz, se sature de vapeur comme s'il était vide. Il n'y a d'autre différence que dans la rapidité avec laquelle s'opère cette évaporation; car elle se fait instantanément dans le vide, tandis que la vapeur emploie un certain temps

pour se former dans un lieu déjà occupé par un fluide élastique. La même indépendance existe encore lorsque l'espace proposé renferme plusieurs gaz, et même d'autres vapeurs qui ne puissent agir chimiquement sur celle que l'on éprouve; cette dernière se développe toujours en même quantité que si l'espace ne contenait aucune autre matière pondérable.

Échauffement d'un liquide à l'air libre.

323. Il est facile de se rendre compte maintenant de l'échauffement d'une masse liquide, contenue dans un vase ouvert à l'air libre et placé sur un foyer. Les couches en contact avec les parois s'échauffent et s'élèvent à la surface, où elles développent de la vapeur qui se mélange à l'air; elles sont remplacées au fond du vase par des couches plus froides qui s'échauffent et s'élèvent pareillement; de cette manière la température moyenne du liquide va en augmentant. Aucune bulle ne peut apparaître à cette époque, car la tension de la vapeur est encore inférieure à la pression atmosphérique.

Par suite du progrès de l'échauffement, les couches inférieures finissent par atteindre une température telle que la tension de leur vapeur surpasse la pression atmosphérique du poids du liquide qui les surmonte; il se forme alors des bulles de vapeur qui s'élèvent du fond du vase. Mais les couches supérieures ayant encore une température plus basse, les bulles, obligées de les traverser, s'y condensent et disparaissent avant d'atteindre la surface. Ce phénomène produit un frémissement dans la masse liquide, d'où résulte le bruit particulier qui précède toute ébullition.

Enfin la chaleur cédée par les bulles précipitées accélère l'échauffement; la température de toutes les parties du liquide atteint bientôt celle où la tension de la vapeur est égale à la pression de l'atmosphère, et les bulles s'élèvent partout jusqu'à la surface; elles conservent toute la chaleur qu'elles ont reçues des parois et qui a déterminé leur formation, en sorte que la température du liquide restant devient stationnaire. Le phénomène de l'ébullition est alors complet.

Retard du degré de l'ébullition.

324. Diverses circonstances peuvent retarder l'ébullition d'un liquide. M. Gay-Lussac a observé que l'eau bout plus tard, ou à une température un peu plus haute, dans un vase de verre que dans une enveloppe métallique; il attribue ce retard à l'action attractive du verre sur le liquide, laquelle s'ajoute à la pression extérieure, et exige que la vapeur ait une plus forte tension pour parvenir à se former. Aussitôt que sa force élastique a acquis un accroissement suffisant pour vaincre cet excès de résistance, une bulle se forme,

et le liquide n'étant plus directement en contact avec la paroi, cette bulle augmente rapidement de volume, et soulève en quelque sorte instantanément toute la masse liquide. C'est là l'origine des soubresauts que l'on remarque quand on fait bouillir de l'eau dans un vase de verre, et qui produisent souvent sa rupture. On les évite en projetant au fond du vase des parcelles métalliques; on voit alors de petites bulles prendre naissance autour d'elles, et l'ébullition s'opère aussi tranquillement que dans une enveloppe de métal.

En général le degré de l'ébullition d'un liquide n'éprouve aucun retard de la part des corpuscules solides qu'il tient en suspension. Mais il peut être beaucoup changé par les substances dissoutes dans le liquide, ou combinées chimiquement avec sa masse. Par exemple, le degré de l'ébullition de l'eau est retardé de 9 degrés par le sel marin, de 14 par le muriate d'ammoniaque, de 40 par le sous-carbonate de potasse, quand le liquide est saturé de ces différents sels.

Correction du point fixe de l'ébullition de l'eau.

325. C'est ici le lieu d'indiquer la correction que nécessite la variation de la pression atmosphérique, lorsque l'on détermine le point fixe de l'ébullition de l'eau sur les thermomètres. Dans nos climats la pression barométrique varie de $0^m,73$ à 0^m78; on la suppose de $0^m,76$ lorsqu'on marque la température de 100°. L'expérience a indiqué qu'une différence dans la hauteur barométrique de 27 millimètres, en plus ou en moins de la pression normale $0^m,76$, en apportait une d'un degré dans le même sens sur le point d'ébullition de l'eau. Or on peut supposer, entre les limites extrêmes et peu distantes de la pression atmosphérique, que la différence des températures de l'ébullition est proportionnelle à la différence des hauteurs barométriques; il suffira donc de diviser la distance comprise sur le thermomètre, entre les points de la glace fondante et de l'eau bouillante, en $\left(100 \pm \frac{n}{27}\right)$ parties, si le baromètre indique, lors de la détermination du dernier de ces points fixes, une hauteur de $(76 \pm n)$ millimètres.

Thermomètre barométrique. Fig. 175.

326. Wollaston a imaginé de construire un thermomètre dont le réservoir est très-vaste, et qui n'indique sur toute sa tige que le petit nombre de degrés auxquels l'eau peut bouillir dans un climat donné, entre les limites de la pression atmosphérique. Ce thermomètre, appelé barométrique, peut servir à déterminer directement la température de l'ébullition de l'eau, au moment où l'on gradue un thermomètre, ce qui dispense de faire le calcul précédent. Il peut aussi tenir lieu du baromètre, puisque étant plongé dans la vapeur de l'eau bouillante, la température qu'il indiquera, pourra

donner, par un calcul inverse du précédent, la hauteur barométrique correspondante. Sur ce thermomètre chaque degré occupe 2 ou 3 centimètres, ce qui permet d'observer facilement des centièmes de degré, et rend très-exactes les observations faites avec cet instrument.

327. Au moyen de la loi du mélange des vapeurs et des gaz, et en faisant un usage convenable de la loi de Mariotte, des formules de dilatation, et des forces élastiques des vapeurs, on résout plusieurs problèmes utiles. S'il s'agit, par exemple, de déterminer le volume X que prendra, sous une même pression P, un gaz occupant sec un volume V, lorsqu'il pourra se saturer de vapeur à la température t, on trouvera facilement $X = \frac{PV}{P - F}$; en désignant par F la force élastique de la vapeur à t degrés, et remarquant que l'élasticité du gaz seul doit diminuer en raison inverse de l'augmentation du volume total. Problèmes sur les vapeurs.

Le problème le plus général que l'on puisse se proposer sur les vapeurs et les gaz, peut s'énoncer ainsi : un gaz, toujours en contact avec un liquide, occupe à t^o sous la pression P un volume V; on demande quel volume V′ il occupera à t'^o sous la pression P′. La solution en est facile, car F et F′ étant les forces élastiques des vapeurs du liquide à t et t' degrés, (P — F) et (P′ — F′) représenteront dans les deux états les forces élastiques du gaz seul, et l'on aura d'après la loi de Mariotte et le coefficient de dilatation des gaz :

$$(1)\ \frac{V'}{V} = \frac{P - F}{P' - F'} \cdot \frac{267 + t'}{267 + t}.$$

Quand le gaz, saturé de vapeur lors du premier état, n'est plus en contact avec le liquide, il peut arriver que la formule précédente soit encore applicable, ou qu'elle cesse de l'être : il est important de démêler ces cas différents. Soient à cet effet D et D′ les densités des vapeurs à saturation pour les températures t et t'; nous supposerons qu'on puisse leur appliquer les formules relatives aux gaz permanents, ce que l'expérience indique n'être pas tout-à-fait exact, comme nous en parlerons ci-après. On aura dans cette hypothèse :

$$(2)\ \frac{D'}{D} = \frac{F'}{F} \cdot \frac{267 + t}{267 + t'}.$$

Si l'on multiplie cette équation par la précédente, on obtient :

$$\frac{V'D'}{VD} = \frac{PF' - FF'}{P'F - FF'},$$

pour le rapport des masses de vapeur V′D′, VD, saturant les deux volumes V et V′ aux températures t et t'.

Cette valeur conduit aux conséquences suivantes. 1° Si PF' = P'F, V'D' sera égal à VD, en sorte que, pour passer du premier état au second, le gaz conservera la même quantité de vapeur; la formule (1) peut donc être appliquée alors, quand même il n'y aurait pas de liquide en excès. 2° Si l'on a PF' $<$ P'F, on aura V'D' $<$ VD, le gaz pour passer du premier état au second devra précipiter de la vapeur, d'où il suit que l'excès primitif du liquide sera inutile; la formule (1) pourra donc toujours être employée dans le cas présent. 3°. Mais si l'on a PF' $>$ P'F, on en déduira V'D $<$ VD, et le gaz devrait absorber de la vapeur pour rester saturé; la formule (1) cessera donc d'être vraie s'il n'y a pas en présence un excès de liquide. Dans cette dernière circonstance, il faudra se servir de la formule relative aux gaz seuls ou mélangés, qui est :

$$\frac{V'}{V} = \frac{P}{P'} \cdot \frac{267 + t'}{267 + t}.$$

On conçoit que la formule (2), trouvée pour les gaz permanents dont la cohésion est nulle, puisse n'être pas applicable aux vapeurs à leur état de saturation : car, dans cet état, la moindre augmentation de pression ou la moindre diminution de température déterminant la précipitation d'une portion de liquide, on peut admettre qu'alors la cohésion ou l'attraction réciproque des molécules de la vapeur, qui est sur le point de donner un signe aussi sensible de son existence que celui de la liquéfaction, n'est réellement pas nulle. M. Dulong, par des expériences dont il n'a pas encore publié les résultats, a en effet reconnu que la formule (2) n'est pas exacte pour les vapeurs à saturation.

Manomètre de Berthollet. Fig. 176.

328. Si dans un manomètre fermé, rempli d'un gaz connu, et muni d'un thermomètre et d'un baromètre indiquant la température et la pression intérieure, on introduit une substance animale ou végétale et de l'eau, il peut se faire qu'au bout d'un certain temps il y ait eu absorption ou dégagement de gaz, par suite d'une décomposition de la matière organique. Or pour reconnaître lequel de ces deux effets a été produit, il suffit d'observer la température et la pression intérieure. En effet, soient P la pression et t la température constatées au commencement ; P' et t' celles indiquées à la fin de l'expérience ; enfin F et F' les forces élastiques de la vapeur d'eau à t et t' degrés; s'il n'y avait eu ni absorption ni dégagement de gaz, la pression P' devrait être égale à $(P - F)\frac{267+t'}{267+t} + F'$; suivant qu'elle sera plus grande ou plus petite, il y aura eu dégagement ou absorption. On néglige ici les variations de la capacité du vase, à

cause de la petitesse du coefficient de dilatation du verre, et de la faible différence des températures t et t'. L'appareil dont on se sert dans ce genre d'expériences est connu sous le nom de *Manomètre de Berthollet*.

VINGT-UNIÈME LEÇON.

Densités des vapeurs. — Chaleur latente et chaleur sensible. — Chaleur latente de fusion. — Chaleur latente des vapeurs.

Mesure des densités des vapeurs. 329 On ne peut se servir, pour déterminer la densité des vapeurs, du procédé que l'on suit pour obtenir la pesanteur spécifique d'un gaz permanent : car lorsqu'on place une lame de verre dans la vapeur d'eau, la température étant plus que suffisante pour la maintenir à l'état de fluide élastique, il arrive toujours cependant qu'une portion se liquéfie au contact de la lame; ainsi en faisant arriver de la vapeur d'eau dans un ballon de verre, elle se condenserait en partie sur les parois, et il serait par conséquent impossible d'avoir exactement sa densité. M. Gay-Lussac a résolu la question en la renversant : au lieu de chercher le poids de la vapeur contenue dans un volume donné, il s'est proposé de déterminer au contraire le volume qu'occuperait un poids connu de vapeur.

Procédé de M. Gay-Lussac. 330. Pour cela on renferme le liquide qui doit fournir la vapeur dans une enveloppe très-mince, ou une ampoule de verre, qui puisse se briser par l'élévation de la température. Cette ampoule se compose d'un petit réservoir sphérique terminé par un tube effilé en pointe; on le remplit de liquide, par une opération semblable à celle employée dans la construction du thermomètre à alcool; on ferme ensuite la pointe à la lampe. La différence des poids de l'ampoule pleine et vide donne le poids du liquide qu'elle contient; des tâtonnements préliminaires ont dû indiquer les limites entre lesquelles doit être compris ce dernier poids, pour que l'expérience puisse réussir.

On fait passer l'ampoule, pleine et fermée, dans la partie supérieure d'une éprouvette, graduée avec soin et renversée sur un bain de mercure. Ce bain placé au-dessus d'un foyer sert de chaudière; on entoure l'éprouvette d'un manchon de verre où l'on verse de l'eau. Tout le système s'échauffe à la fois; la vapeur qui se forme, (Fig. 177.)

ou plutôt qui tend à se former dans l'ampoule, la brise ; il y a alors dépression du mercure dans l'éprouvette, et tout le liquide de l'ampoule se gazéifie. On chauffe jusqu'à ce que la vapeur formée ait évidemment une densité moindre que celle maxima, correspondante à la température du bain; ce qui a lieu lorsque la pression supportée par la vapeur est moindre que la tension correspondante à la température observée, et qui est donnée par les tables des forces élastiques.

Lorsque cette condition est remplie, on mesure la température au moyen d'un thermomètre plongé dans l'eau du manchon ; soit t cette température. On observe ensuite le nombre de divisions de l'éprouvette dont la capacité est connue, et qui sont occupées par la vapeur; on en déduit facilement son volume V exprimé en litres. Il ne reste plus qu'à déterminer la pression qu'elle supporte : cette pression est mesurée par la hauteur barométrique, diminuée de la différence des niveaux du mercure dans l'éprouvette, et dans la chaudière en dehors du manchon.

Pour mesurer cette différence on se sert d'une tige métallique taillée en vis, maintenue verticale par un cadre qui s'appuie sur le bord horizontal de la chaudière, et que cette tige traverse dans une ouverture taraudée. On abaisse cette tige en la faisant tourner, jusqu'à ce que sa pointe touche la surface nue du mercure dans la chaudière, ou jusqu'à ce que cette pointe se confonde avec son image. Un disque métallique horizontal, percé en son centre d'un trou taraudé, est mobile comme un écrou sur la partie supérieure de la tige ; on l'élève au niveau du mercure dans l'éprouvette. La distance qui le sépare alors de la pointe inférieure est la différence de niveau cherchée; or on peut facilement mesurer cette distance, en transportant tout le système de la tige parallèlement à une règle divisée en millimètres.

On réduit cette longueur à ce qu'elle serait si la température du mercure était 0° au lieu de t^o, et le retranchant de la hauteur du baromètre ramenée aussi à 0°, on obtient la pression H supportée par la vapeur. Pour déduire sa densité des nombres t, V, H, il faut remarquer d'abord que le volume V est évalué d'après la capacité de chaque division de l'éprouvette correspondante à 0°, en sorte que le volume réel de la vapeur à la température t est $V(1+kt)$, k étant le coefficient de la dilatation du verre. D'après cela, $\frac{P}{(V1+kt)}$ sera le poids d'un litre de la vapeur proposée, à la température t et sous la pression H. Il faut maintenant trouver quel serait le poids d'un litre d'air dans les mêmes circonstances.

Or un litre d'air à 0°, sous la pression normale $0^m,76$ pèse 1,3; un litre d'air à t^o sous la pression H pèsera donc $\frac{H}{0,76} \cdot \frac{267}{267+t}$ 1gr.,3. Ainsi la densité cherchée, celle de l'air étant prise pour unité, sera

$$\frac{0,76}{H} \cdot \frac{267+t}{267} \cdot \frac{P}{1^{gr}.3 . V (1+kt)}.$$

On trouve de cette manière, pour la densité de la vapeur d'eau 0,6235, pour celle de la vapeur d'alcool 1,6138, pour celle de l'éther sulfurique, 2,5860.

Poids de l'air saturé de vapeur d'eau.

331. On peut admettre sans erreur sensible que la vapeur d'eau pèse les $\frac{5}{8}$ seulement du poids de l'air dans les mêmes circonstances de volume, de température et de pression. Ce résultat permet de déterminer facilement le poids d'un volume V d'air, saturé de vapeur d'eau à la température t et sous la pression H. Soit F la force élastique maxima de la vapeur d'eau à t^o; on aurait $1^{gr}.,3 . V . \frac{H}{0,76} \cdot \frac{267}{267+t}$ pour le poids du volume proposé, s'il n'était rempli que d'air sec; mais il y a une portion de cet air, laquelle pèserait $1^{gr}.,3 . V . \frac{F}{0,76} \cdot \frac{267}{267+t}$, qui est actuellement remplacée par de la vapeur ne pesant que les $\frac{5}{8}$ de ce poids; on aura donc pour le poids cherché

$$1^{gr}.,3 . V . \frac{267}{267+t} \cdot \frac{H-F+\frac{5}{8}F}{0,76}, \text{ ou bien } 1^{gr}.,3 . V . \frac{267}{267+t} \cdot \frac{H-\frac{3}{8}F}{0,76}.$$

Si l'air atmosphérique est saturé de vapeur lors de la détermination du poids d'un corps, l'expression précédente donne la correction qu'il faut ajouter à la pesée obtenue, pour en déduire le poids du même corps dans le vide. Mais l'air n'étant presque jamais saturé de vapeur, il faut encore une autre donnée, dans les circonstances ordinaires, pour évaluer exactement la correction du poids.

La formule précédente indique que sous le même volume et la même pression, une portion d'air atmosphérique doit être d'autant moins pesante qu'elle contient plus de vapeur d'eau. Il suit de là que si, par des circonstances particulières, une partie limitée de l'atmosphère vient à se saturer de vapeur, son poids devenant moindre, la pression barométrique observée au-dessous d'elle doit diminuer; ainsi, toutes choses égales d'ailleurs, le baromètre doit être d'autant plus bas, dans un lieu donné, que l'air est plus chargé de vapeurs; d'autant plus haut au contraire que l'air est plus sec. Mais plusieurs causes très-différentes peuvent occasionner des variations dans la pression atmosphérique, et c'est ce qui ne permet pas de prédire, avec certitude, de la pluie quand le baromètre baisse, ni du beau temps lorsque le baromètre monte.

Procédé de M. Dumas.

332. Quand la vapeur dont on veut mesurer la densité est celle d'un liquide qui ne bout qu'à une température de beaucoup supérieure à 100°, le procédé de M. Gay-Lussac exige que le manchon contienne une huile fixe. Mais au delà de 200° ce liquide se colore, et l'on ne peut plus voir ce qui se passe dans l'éprouvette ; il faut alors avoir recours à un autre procédé, imaginé par M. Dumas. L'appareil se compose d'un ballon de verre, dans lequel on met une certaine quantité de la substance solide ou liquide qui doit former la vapeur ; après en avoir effilé le col à la lampe, on le dispose dans un bain d'huile, de mercure, ou d'un alliage fusible si l'on a besoin d'une température très-élevée, afin qu'elle soit supérieure à celle de l'ébullition de la matière introduite. Cette matière entre alors en ébullition ; sa vapeur chasse l'air, et quand il n'y a plus de liquide en excès, ou que le jet de vapeur cesse d'être aperçu, on ferme l'ouverture à la lampe, et on laisse refroidir le ballon. FIG. 178.

La température t du bain est connue. Le baromètre donne la pression atmosphérique H ; V étant le nombre de litres qui représente la capacité du ballon à 0°, et qu'un jaugeage préliminaire a fait connaître, cette capacité doit être $V(1+kt)$ à $t°$; k étant le coefficient moyen de dilatation du verre entre 0° et $t°$. Enfin en retranchant du poids du ballon refroidi, celui du même vase vide de toute matière pondérable déterminé par des pesées antérieures, on obtient le poids P de la vapeur qui occupait le volume $V(1+kt)$, à la température t et sous la tension H. On a ainsi toutes les données nécessaires pour évaluer la densité cherchée, au moyen de la formule du § 330. Parmi les nombreux résultats que M. Dumas a obtenus au moyen de ce procédé, et qui l'ont conduit à des découvertes importantes en chimie, il convient de citer ici la densité de la vapeur de mercure, qui est 6,976, celle de l'air étant prise pour unité.

Volume d'un poids donné de vapeur.

333. Il est facile de déduire de la densité de la vapeur d'un liquide, rapportée à celle de l'air, le volume que doit occuper un poids donné de cette vapeur à une certaine température. Soit proposé, par exemple, de trouver le volume d'un gramme de vapeur d'eau à 100°, ayant sa tension maxima. Puisqu'un litre d'air sec, sous la pression de $0^{m},76$, pèse $1^{gr.},3$ à 0°, et par suite $\frac{267}{367}\,1^{gr.},3$ à 100°, un litre ou mille centimètres cubes de vapeur d'eau à 100°, et au maximum de tension péseront les $\frac{5}{8}$ du dernier poids ou $\frac{5}{8}\cdot\frac{267}{367}\,1^{gr.},3$. On conclut de là qu'un gramme de cette vapeur occupe $\frac{8}{5}\cdot\frac{367}{267}\cdot\frac{10000}{13}$ ou à très-peu près 1700 centimètres cubes. Ainsi un gramme d'eau,

qui à la température du maximum de condensation de ce liquide occupe un centimètre cube, peut saturer, à l'état de vapeur à 100°, un espace 1700 fois plus grand.

Variation de la densité des vapeurs.

334. Si les formules relatives aux gaz étaient rigoureusement applicables aux vapeurs à saturation, il suffirait d'avoir déterminé la densité de la vapeur d'un liquide, à une température et sous une pression particulière, pour pouvoir conclure de la table de ses tensions, la densité de cette même vapeur saturant un espace limité à toute autre température. Mais il y a de fortes raisons de croire que les vapeurs suivent dans ces circonstances des lois particulières et encore inconnues (§ 327). D'après cela on ne doit voir que des résultats plus ou moins approchés, dans les nombres obtenus par les physiciens, pour représenter constamment les densités des vapeurs de différents liquides, en prenant pour unité celle de l'air à la même température et sous la même pression. Il peut se faire que la densité de la vapeur d'un même liquide, exprimée de cette manière, soit réellement variable. La découverte de la loi que suit cette variation est une lacune qui reste à remplir dans la théorie physique des vapeurs; complétée par cette découverte, elle parviendra sans doute à démêler complétement les circonstances qui limitent ou accélèrent la formation de la vapeur, et qui produisent des phénomènes dont on n'a pu encore se rendre compte, tels que les explosions des chaudières.

Chaleur latente et chaleur sensible.

335. Lorsqu'un corps change d'état, il y a toujours disparition ou dégagement d'une certaine quantité de chaleur, sans que la température du corps augmente ou diminue. La portion de chaleur absorbée ou cédée dans ces circonstances est appelée *chaleur latente;* on conserve le nom de *chaleur sensible* à celle qui peut agir sur les sens ou faire varier la température. Ainsi la chaleur latente est exclusivement employée à exercer des actions mécaniques sur les particules pondérables, qui les déplacent et modifient leurs conditions d'équilibre. On doit admettre, en partant de ce point de vue général, que la chaleur qui pénètre ou abandonne un corps, lorsqu'il passe d'une température à une autre, se compose de deux portions distinctes, l'une sensible qu'exigerait la variation de température sans changement de volume, et l'autre latente qui produit les dilatations ou les contractions observées.

Les chaleurs spécifiques des solides et des liquides, mesurées ou comparées par les procédés que nous avons indiqués, ne sont relatives qu'à la somme de ces deux portions; on ne possède pas encore de moyen direct de les évaluer séparément. Si cette séparation pouvait

être faite par des recherches expérimentales, on parviendrait sans doute à démêler les lois réelles de la dilatation par la chaleur des corps solides et liquides. Il est probable que la loi d'égalité des chaleurs spécifiques des atomes, trouvée par MM. Dulong et Petit, ne s'applique rigoureusement qu'à la portion de chaleur sensible, et que celle latente varie avec les masses des dernières particules, et avec les intervalles qui les séparent.

La théorie physique des fluides élastiques est plus avancée, sous le point de vue dont il s'agit, que celle des solides et des liquides; car des moyens indirects, que nous exposerons par la suite, ont permis d'évaluer séparément les quantités de chaleur sensible et latente qu'exige le changement de température des gaz. En effet, le calorique spécifique sous volume constant d'un gaz est uniquement composé de chaleur sensible; celui sous pression constante comprend à la fois la chaleur sensible et la chaleur latente; or certaines expériences sur le son donnent le rapport des deux caloriques spécifiques d'un même gaz; le second étant mesuré directement, on peut conclure facilement le premier, et par suite leur différence.

336. La chaleur latente absorbée ou dégagée lors du changement d'état d'un corps, est plus facile à constater et à mesurer directement que celle qui se trouve mélangée avec la chaleur sensible, lors des variations de densité. Lorsqu'on fait fondre de la glace, de la cire, des métaux ou leurs alliages, en exposant ces corps à un foyer très-actif, si l'on a soin d'agiter les liquides qui se forment jusqu'à ce que toutes les parties solides soient fondues, on observe toujours que la température du bain reste constante pendant toute la durée de cette opération. La chaleur que fournit alors le foyer, et qui est employée à produire le changement d'état, est ce qu'on appelle *chaleur latente de fusion*. Chaleur latente de fusion.

Si l'on expose à la température ordinaire, de 10 à 15°, deux vases égaux, l'un rempli d'eau à 0°, l'autre de glace fondante, et que l'on plonge un thermomètre dans chacun d'eux, on observe que la température du matras rempli d'eau s'élève graduellement jusqu'à celle des corps environnants, tandis que le thermomètre du vase qui contient la glace fondante indique toujours 0°. Si la température à laquelle deux vases égaux sont exposés, est de quelques degrés au-dessous de zéro, et que l'un d'eux contenant de l'eau pure à 0°, l'autre soit rempli d'eau pareillement à 0° mais tenant en dissolution des substances salines qui puissent empêcher sa congélation, on observe que le thermomètre placé dans le premier vase reste constamment à zéro et qu'il s'y forme de la glace, tandis que la température du

second s'abaisse progressivement. Ces faits prouvent évidemment qu'il y a absorption de chaleur sensible lorsque le corps passe de l'état solide à l'état liquide, et inversement qu'il y a dégagement de chaleur lorsqu'un liquide se solidifie.

Mesure de la chaleur latente de la glace.

337. On peut évaluer la quantité de chaleur qui est alors absorbée ou dégagée, en mêlant le corps dans lequel on observe ce phénomène avec une autre substance, dans des circonstances telles et avec un tel rapport des masses qu'il ne puisse en résulter pour ce dernier corps aucun changement d'état. Nous prendrons toujours pour unité de chaleur, celle capable d'élever d'un degré centigrade la température de l'unité de poids d'eau pure. Pour obtenir la chaleur latente de fusion de l'eau solide, on pourra plonger la glace dans une masse d'eau assez grande, et d'une température assez élevée, pour qu'elle puisse fournir toute la chaleur nécessaire à la fusion de la glace, sans s'abaisser au degré de congélation.

Supposons, par exemple, qu'en mélangeant 2 kilogrammes d'eau à 50° avec 1 kilogramme de glace pilée à 0°, on ait obtenu, après la fusion de la glace, 3 kilogrammes d'eau à 10° seulement, en sorte que 100 des unités de chaleur contenues dans le mélange aient été réduites à 30, lorsque toute la glace aura été liquéfiée, on en conclura que les 70 unités de chaleur sensible perdues auront été absorbées par le passage de la glace à l'état liquide. Quand cette opération est faite avec soin et précision, et corrigée de la chaleur communiquée au vase et de celle perdue par le rayonnement, on trouve 75 unités pour la chaleur latente absorbée pendant la fusion de l'unité de poids de glace. On n'a pas encore obtenu des résultats exacts qui fassent connaître la chaleur employée à l'état latent lors de la fusion d'autres substances.

Généralement : soit M une masse d'eau, à une température primitive T, que l'on mélange avec une masse m de glace pilée à zéro; et soit θ la température finale du mélange, après la fusion de la glace. On peut faire abstraction du vase qui contient le mélange, en remplaçant dans le calcul la masse du vase par une masse d'eau correspondante. $M(T-\theta)$ sera la quantité de chaleur cédée par l'eau à la masse m de glace, laquelle est remplacée après la fusion par une masse m d'eau à θ degrés, ayant conséquemment gagné $m\theta$ unités de chaleur. S'il n'y avait eu aucune absorption, les quantités $M(T-\theta)$ et $m\theta$ seraient égales; mais on trouve toujours que la première surpasse de beaucoup la seconde. Soit alors L le nombre d'unités de chaleur latente absorbées par la fusion de l'unité de glace, on aura, $M(T-\theta)=m\theta+mL$, équation au moyen de

laquelle on détermine L. On peut par le tâtonnement augmenter la masse d'eau M, prise à une température T supérieure de a degrés à celle des corps environnants, de telle manière que la température finale θ soit inférieure de $2a$ degrés à T, ce qui annulera les pertes par le rayonnement.

Lorsque l'eau pure est dans un état parfait de repos et de limpidité, sa température peut s'abaisser de quelques degrés au-dessous de zéro, descendre à — 10°, — 12°, par exemple, sans que la congélation ait lieu. Cela tient sans doute à l'inertie des molécules de l'eau, qui ont besoin d'un certain mouvement pour se disposer dans l'ordre favorable à la cristallisation; en effet, à la moindre agitation imprimée au liquide, une portion se congèle rapidement, et la température remonte à zéro. Soit alors m la masse d'eau qui s'est abaissée de t degrés au-dessous de zéro; en remontant à cette dernière température, elle gagnera mt unités de chaleur, qui proviendront de la chaleur dégagée par la formation d'une certaine masse m' de glace; on aura donc $mt = m'L$, équation qui peut servir à déterminer m' ou L.

338. Par une expérience analogue, MM. Clément et Desormes ont déterminé la capacité (c) de la glace pour la chaleur. Cette expérience consistait à refroidir artificiellement une masse m de glace jusqu'à — 10°, — 12°, soit — t degrés, et à la plonger dans une masse d'eau à zéro, dont elle prenait rapidement la température en occasionnant la formation d'une masse m' de glace, qui se joignait à elle, et que l'on mesurait en pesant le morceau de glace avant et après l'opération. On en concluait facilement l'équation suivante, $mtc = 75\,m'$, d'où $c = \frac{m'}{m}\,\frac{75}{t}$. Mesure de la chaleur spécifique de la glace.

339. La limpidité de l'eau est une condition essentielle pour réussir à l'abaisser de quelques degrés au-dessous de zéro sans qu'elle se congèle; car lorsque l'eau est impure, les corps légers qu'elle tient en suspension ayant à peu près la même densité qu'elle, mais non le même coefficient de dilatation, se contractent plus ou moins qu'elle par le refroidissement, et le changement du rapport des densités détermine les particules en suspension à se mouvoir dans le liquide, à l'agiter, et la congélation s'ensuit. Causes qui déterminent ou retardent la congélation.

M. Despretz, dans une série d'expériences qu'il a entreprises pour constater que le maximum de condensation de l'eau a lieu entre les températures de 4° et 4° $\frac{1}{10}$, a observé des abaissements de température plus considérables encore que ceux cités plus haut, au-dessous de zéro degré, sans que l'eau se congelât, quoiqu'il ne prît aucune précaution pour éviter toute agitation dans ses appareils. Ici tout

mouvement intérieur de la masse liquide, nécessaire pour déterminer la congélation, était sans doute gêné par les parois des tubes très-étroits qui la contenaient. Il paraît que l'eau ou le liquide qui circule dans les vaisseaux des végétaux peut s'abaisser à quelques degrés au-dessous de zéro sans se congeler; il est vraisemblable d'ailleurs, d'après le fait qui vient d'être cité, que l'eau peut se refroidir d'autant plus sans se solidifier, que le diamètre des tubes qui la contiennent est plus petit. Voilà sans doute ce qui le plus souvent empêche le froid de désorganiser les végétaux.

Chaleur latente des vapeurs.

340. La chaleur qui passe d'un foyer dans un liquide en ébullition, dont la température reste fixe tant que la pression extérieure ne varie pas, est absorbée par le changement d'état du liquide, ou employée à le gazéifier. Pour évaluer la chaleur latente qui disparaît dans cette circonstance, on recherche la quantité de chaleur qui peut être restituée par la vapeur, lorsqu'elle retourne à l'état liquide.

Rumford employait à cet effet un moyen analogue à celui qui sert à mesurer la chaleur spécifique des gaz. Au milieu d'un calorimètre rempli d'eau, à une température inférieure de a degrés, à celle t^o de l'air extérieur, on fait circuler la vapeur d'un liquide ayant une température primitive T, dans un serpentin où elle se liquéfie, cède sa chaleur latente à l'eau environnante, et sort de l'appareil à l'état liquide avec une température variable, mais dont la valeur moyenne est t, car on arrête l'expérience lorsque la température du calorimètre est $(t+a)$. Soient alors c le calorique spécifique du liquide formé par la vapeur; M la masse d'eau du calorimètre, le vase étant converti dans le calcul en une masse d'eau correspondante; m la masse de vapeur entrée dans le serpentin à T°, et sortie liquide à la température moyenne t; enfin L la chaleur latente qui était contenue dans l'unité de masse de cette vapeur. La différence $2Ma - mc(T-t)$, entre la quantité de chaleur sensible gagnée par le calorimètre, et celle perdue par la vapeur liquéfiée, différence qui n'est jamais nulle, sera égale à mL; cette relation donnera L.

M. Dulong a perfectionné l'appareil de Rumford en plaçant dans l'instrument une caisse destinée à recevoir la vapeur liquéfiée, qui prend alors la température de l'eau du calorimètre. La caisse a un fond incliné vers un orifice pour faciliter l'écoulement du liquide. Le calorimètre renferme un volant, au moyen duquel on mélange toutes les couches d'eau, afin qu'un thermomètre ordinaire puisse indiquer exactement la température du réfrigérant. On peut faire

FIG. 179.

communiquer l'appareil ainsi modifié avec une machine pneumatique et une machine de compression, et mesurer ainsi la chaleur latente de la vapeur à diverses pressions. C'est ainsi que M. Dulong a déterminé le nombre 543 pour la chaleur latente de la vapeur d'eau; c'est la moyenne de plus de quarante expériences. M. Despretz a trouvé pour la vapeur d'alcool 208 unités de chaleur latente, pour celle de l'éther 91, pour l'essence de térébenthine 77; ces nombres expriment les unités de chaleur latente absorbées par l'unité de poids de la vapeur de chaque liquide, formée à la température de son ébullition.

341. On a cherché à déterminer les variations du nombre L, lorsque la pression de la vapeur varie. Watt avait cru remarquer qu'en ajoutant à la chaleur latente L, la chaleur sensible ou thermométrique de la vapeur ou du liquide qui la forme, on obtenait dans tous les cas un résultat constant. Pour l'eau cette somme serait constamment 643. Ainsi, d'après Watt, la quantité totale de chaleur latente et sensible, contenue dans une même masse de vapeur, serait toujours la même à toutes les pressions et à toutes les températures. MM. Clément et Desormes ont reproduit ce résultat comme une conséquence d'expériences qu'ils ont entreprises dans le but de le constater; il est adopté par les constructeurs de machines à vapeur. *Lois empiriques des chaleurs latentes des vapeurs.*

D'autres physiciens, au contraire, ont soutenu que le nombre 543 pour l'eau, ou généralement la valeur L était seule la même à toutes les pressions. Les résultats que donnent ces deux hypothèses, si dissemblables en théorie, paraissaient différer trop peu numériquement, pour qu'on pût décider la question par l'expérience; cependant M. Dulong s'est assuré que ni l'une ni l'autre de ces hypothèses n'est exacte; ses recherches sur ce sujet ne sont pas encore publiées.

342. C'est ici le lieu de donner l'explication d'un fait singulier que présente la vapeur qui s'échappe par la soupape de sûreté d'une chaudière. Si l'on place la main au milieu de ce jet, on éprouve une sensation de chaleur très-différente, suivant que la chaudière est à basse ou à haute pression; dans le premier cas la chaleur est insupportable, et la main serait infailliblement brûlée comme par l'immersion dans l'eau bouillante, si l'on ne se hâtait de la retirer; dans le second cas au contraire la chaleur éprouvée est très-supportable, et la main peut séjourner impunément au milieu du jet. *Sensations produites par des jets de vapeur.*

Lorsque la chaudière est à basse pression, la vapeur possède la même force élastique que l'air qu'elle déplace; elle conserve alors

sa densité et la température de 100°. Quand la chaudière est à haute pression, la vapeur possédant une tension de plusieurs atmosphères se dilate rapidement à son entrée dans l'air, et une portion de sa chaleur sensible se transforme en chaleur latente; si cette dilatation s'arrêtait lorsque la tension serait devenue égale à la pression atmosphérique, la température du jet descendrait seulement à 100; mais en vertu de la vitesse acquise par les molécules gazeuses, la dilatation dépasse cette limite, la vapeur se mélange à l'air, et sa température diminuant encore, s'abaisse d'autant plus que la tension primitive était plus considérable. Or, il suffit que la température finale ne soit que de 30 à 40°, pour que la sensation qu'elle fait éprouver devienne supportable.

Chauffage à la vapeur.

343. La chaleur latente de la vapeur d'eau est utilisée pour transporter la chaleur d'un lieu dans un autre. Au moyen d'un seul foyer, par exemple, on échauffe l'eau, même à la température de l'ébullition, dans plusieurs vases de bois, en faisant arriver un courant de vapeur au milieu du liquide de chacun de ces vases. Si l'on ne veut pas altérer le liquide qu'il s'agit d'échauffer, on l'enferme dans un vase entouré d'un serpentin où de la vapeur d'eau circule et se condense. Dans le chauffage des lieux d'habitation par la vapeur, c'est l'air qui s'échauffe par son contact avec des tuyaux ou des enveloppes, dans lesquels la vapeur se condense pour retourner à l'état liquide à la chaudière d'où elle est sortie. Le bâtiment de la Bourse, celui où se trouve la nouvelle salle de l'Institut, sont échauffés de cette manière.

Appareils évaporatoires.

344. Outre l'emploi de la vapeur comme force motrice, et comme moyen de chauffage, nous pourrions citer un grand nombre d'industries où les propriétés des vapeurs sont utilisées. C'est par elles qu'on se procure généralement une évaporation rapide et économique, dans les distilleries, les raffineries et les fabriques de sucre. La liqueur, qu'il s'agit d'évaporer ou de réduire, est renfermée dans un vase clos qui communique avec un serpentin. On l'échauffe au moyen de la vapeur d'eau, soit par un conduit contourné en spirale au milieu de la masse, soit par un double fond. Des robinets convenables permettent ensuite d'introduire dans le vase lui-même un courant de vapeur, qui chasse l'air intérieur par l'orifice du serpentin. Lorsque l'appareil ne contient plus que de la vapeur, on ferme les robinets; le serpentin est ensuite refroidi, soit par un bain d'eau fraîche, soit par un simple courant d'eau qui descend le long des spires, soit même par une autre portion de la liqueur qui éprouve ainsi une première réduction. La vapeur intérieure se

condense alors sur les parois internes du réfrigérant, sa tension diminue dans une grande proportion, et la liqueur s'évapore pour ainsi dire dans le vide avec une grande rapidité, et sans qu'il soit nécessaire de l'échauffer autant que si l'opération se faisait à l'air libre dans un vase ouvert.

Il existe des établissements où l'on accélère l'évaporation en faisant directement le vide dans le vase clos, au moyen d'un appareil pneumatique mis en mouvement par une machine à vapeur. Dans d'autres on fait parvenir un courant d'air chaud au milieu de la liqueur; cet air fortement échauffé se sature de vapeurs qu'il entraîne avec lui dans l'atmosphère. Le choix à faire parmi ces différents appareils évaporatoires, dépend de la nature des produits que l'on se propose d'obtenir, et des circonstances locales. S'il importe d'éviter que la liqueur ne soit portée à une trop haute température, et qu'elle soit en contact avec une trop grande quantité d'acide carbonique, il peut arriver que l'évaporation au moyen d'un courant d'air chaud doive être rejetée; car malgré la petite proportion d'acide carbonique contenue dans l'atmosphère, la grande masse d'air indispensable au but qu'on se propose pourrait en introduire assez pour altérer les produits de la fabrication.

Dans les raffineries de sucre, tous les procédés que nous venons d'indiquer ont été mis en pratique, afin de réduire le sirop, et de l'amener au point de concentration nécessaire pour que la cristallisation puisse avoir lieu par le refroidissement. C'est alors que les circonstances locales influent beaucoup sur le choix de l'appareil, et particulièrement sur celui du réfrigérant. Si l'eau abonde on peut entourer le serpentin d'un bain complet. Si l'eau est rare, il y a de l'avantage à se servir de simples filets de ce liquide, qui descendent le long du serpentin entouré d'un manchon de bois; la chaleur latente, cédée par la vapeur condensée, est employée en partie à échauffer et même à vaporiser le liquide descendant; le reste est enlevé par le courant ascendant d'air atmosphérique qui s'établit au milieu du manchon. Dans les fabriques de sucre de betterave, au lieu d'eau, on peut faire écouler sur le serpentin du jus froid qui s'échauffe et éprouve une première réduction, de telle sorte qu'il acquiert, sans nouveaux frais, la température et le point de concentration nécessaires pour être introduit directement dans la chaudière close.

VINGT-DEUXIÈME LEÇON.

Sources de chaleur et de froid — Insolation. — Chaleur centrale du globe. — Chaleur produite par la percussion, par le frottement. — Chaleur dégagée par la compression des gaz. Froid produit par leur dilatation. — Rapport des calorifiques spécifiques de l'air. — Mélanges réfrigérants. — Froid produit par la vaporisation — Chaleur développée dans les combinaisons chimiques.

Productions de chaleur et de froid.

445. Lorsque la température d'un corps augmente ou diminue, sans que ce changement puisse être attribué à une nouvelle répartition de chaleur sensible, ou bien lorsque la température reste constante, sous l'influence d'une cause de réchauffement ou de refroidissement, on dit qu'il y a production de chaleur ou de froid. La plupart des phénomènes de ce genre peuvent être attribués au dégagement ou à l'absorption d'une portion de chaleur qui de latente devient sensible, ou réciproquement; c'est ce qui arrive, par exemple, lorsque les corps qui les manifestent subissent des changements d'état ou de densité par suite d'une action chimique ou mécanique.

Mais dans beaucoup de circonstances, il y a production de chaleur ou de froid, sans qu'elle paraisse accompagnée d'une cause de dégagement ou d'absorption de chaleur latente; souvent même les modifications que subissent les matières pondérables, sont inverses de celles qui devraient avoir lieu, pour rendre compte de l'effet calorifique observé. La combustion ou le phénomène des combinaisons chimiques, les courants produits par l'électricité, fournissent de nombreux exemples de cette anomalie. Les faits particuliers dont il s'agit signalent toute l'imperfection des hypothèses adoptées comme bases de la théorie physique de la chaleur; et il y a lieu de présumer que c'est en les étudiant de plus près et complétement, qu'on parviendra à découvrir l'origine véritable de cet agent naturel.

Insolation.

346. L'insolation est une source de chaleur. En effet, lorsqu'on expose un corps à l'action des rayons solaires, sa température s'élève, mais plus ou moins suivant sa nature : les corps transparents s'é-

chauffent peu, les corps opaques beaucoup au contraire. La propriété de recueillir ainsi la chaleur solaire doit être distinguée du pouvoir absorbant, tel qu'il a été considéré précédemment, car l'expérience indique de grandes différences entre l'action de la chaleur lumineuse et celle de la chaleur obscure. La chaleur que les corps absorbent par l'insolation est donc soumise à des lois particulières. La décomposition de la lumière, opérée par des prismes diaphanes et diathermanes, a permis d'étudier la nature ou la qualité des rayons de chaleur qui accompagnent les diverses couleurs du spectre solaire; nous aurons l'occasion d'exposer les résultats remarquables que M. Melloni a obtenus sur ce sujet important, au moyen de son appareil thermoscopique.

347. La terre est maintenant considérée comme une source de chaleur. Des observations nombreuses, faites dans l'intérieur des mines, ont constaté que la température propre du globe augmente d'un degré pour un accroissement de profondeur de 25 à 30 mètres. Les géomètres ont démontré que cet accroissement ne pouvait s'expliquer par les variations diurnes et annuelles de la température à la surface, dues à l'absorption inégale de la chaleur solaire. On a donc conclu que la terre possède une chaleur primitive, qu'elle perd successivement par son refroidissement dans l'espace. Les faits qui prouvent l'existence de cette chaleur centrale, et l'examen de l'influence qu'elle peut avoir sur la température moyenne de la surface de la terre, et de ses divers climats, sont développés dans le cours d'astronomie, où l'on expose l'histoire physique du globe. Chaleur propre du globe.

348. La percussion produit de la chaleur. On peut attribuer ce phénomène au rapprochement des molécules qui résulte de la percussion, et qui doit faire passer une certaine portion de chaleur latente à l'état de chaleur sensible. En effet, lorsqu'un corps solide est comprimé de manière à augmenter de densité, sa température s'élève, et quand la percussion réitérée ne produit plus une contraction aussi forte, il y a moins de chaleur produite. C'est ce qui semble résulter du fait observé par Berthollet, qu'après plusieurs coups donnés à une pièce de monnaie, il y a décroissement très-rapide dans les effets thermométriques. Mais cette cause n'est pas la seule, car le plomb, qui n'augmente pas de densité quand on le frappe, s'échauffe cependant. Il paraît plus probable que la percussion donne lieu à un dégagement de chaleur en déterminant un mouvement vibratoire dans les corps solides. Chaleur due à la percussion.

349. Il ne semble pas que l'on puisse expliquer autrement que par ce mouvement vibratoire, la production de chaleur due au frot- Chaleur due au frottement.

tement. Rumford ayant fait tourner, au moyen d'un manége, une masse de bronze sur une autre masse fixe de la même substance, et ayant entouré d'eau la partie échauffée, de manière à apprécier la chaleur produite par l'élévation de température de cette masse liquide, trouva qu'un décimètre carré de surface frottante, faisant 32 tours par minute, avait donné 250 grammes de limaille en 2 heures, et que l'échauffement produit aurait été capable d'élever de 100° la température de 50 litres d'eau, ou de 50,000 degrés celle de la masse de limaille formée. On ne saurait expliquer ce fait par la compression, qui, une fois produite au commencement de l'expérience, restait ensuite la même, ni par une moindre chaleur spécifique de la limaille comparée à celle du métal, car l'observation n'indique pas la plus légère différence entre elles.

Davy ayant frotté l'un contre l'autre deux morceaux de glace, dans une atmosphère un peu au-dessous de 0°, parvint à les réduire en eau. La chaleur nécessaire pour la fusion de la glace ne pouvait provenir des corps environnants, car ici, comme dans l'expérience de Rumford, les deux corps frottés étaient à une température plus élevée que le milieu ambiant, et devaient perdre et non gagner de la chaleur par le rayonnement.

Principe théorique.

350. Pour que ces faits fussent compatibles avec la théorie de l'émission, ou plutôt avec l'hypothèse de la matérialité du calorique, il faudrait admettre que la quantité totale de chaleur que possède une particule d'un corps solide, à une certaine température, dépend de la position qu'elle occupe dans ce corps, ou de sa profondeur au-dessous de la surface qui le limite. Pour développer cette idée, imaginons le corps solide terminé par une face plane AB, et soit CD (Fig. 160.) un cylindre infiniment délié, normal à cette surface en un point C; le principe posé serait qu'une particule p, située sur CD, contiendrait, dans l'état d'équilibre calorifique, d'autant plus de chaleur absolue que la distance Cp serait plus grande; cette quantité ayant son minimum au point C, et croissant à mesure que l'on considérerait des particules plus éloignées vers D.

Autrement, si l'on imagine sur CD, comme ligne des abscisses, des ordonnées proportionnelles aux quantités de chaleur absolue possédées par les particules qui occupent leurs pieds, la ligne formée par leurs secondes extrémités serait une courbe, ascendante à partir du point C, et non une ligne droite parallèle à CD, comme on le suppose tacitement, lorsqu'on veut chercher dans l'égalité des chaleurs spécifiques d'une masse de métal et de sa limaille, une preuve de l'incompatibilité de l'hypothèse de l'émission, avec le fait

du développement de chaleur produit par le frottement. La courbe dont il s'agit, après s'être éloignée de la ligne des abscisses, deviendrait sensiblement parallèle à cet axe, au delà d'une certaine distance, finie et très-petite, de la surface AB.

D'après cela, la quantité de chaleur possédée par toutes les particules comprises dans le cylindre CD, serait mesurée par l'aire CC'D'D de la courbe C'D'. Si par une action mécanique quelconque, par le frottement ou l'écrasement, le corps solide proposé était rompu ou séparé en deux parties distinctes, l'équilibre de température exigerait que les particules voisines des deux nouvelles surfaces, déterminées par la fracture, perdissent une certaine quantité de leur chaleur absolue, mesurée par les aires curvilignes KD'C''. Il y aurait donc d'autant plus de chaleur développée dans ces circonstances que le corps serait réduit en parties plus ténues.

La constance des chaleurs spécifiques d'un métal et de sa limaille n'objecterait rien contre cette manière d'envisager le phénomène; il faudrait seulement en conclure que l'accroissement de chaleur nécessaire pour élever d'un degré la température d'une particule solide est indépendante de sa position, et par suite de la chaleur absolue qu'elle contient déjà et qui peut varier avec cette position. Il résulterait enfin de ces idées théoriques, que la chaleur absolue d'une particule solide comprendrait deux termes distincts, l'un variable avec la température seule, l'autre avec le lieu de la particule dans le corps dont elle fait partie.

L'identité de pesanteur spécifique d'un corps en masse et de sa poussière, ainsi que la conservation de l'état solide dans le vide, viennent appuyer l'adoption du principe précédent; car il en résulterait, prés des surfaces, une variation dans les forces répulsives, qui pourrait se combiner avec celle de la résultante des forces attractives, de manière à maintenir sensiblement constant l'intervalle des molécules, dans toute l'étendue du corps, quelle que soit sa forme.

Chaleur et froid par les changements de densité des gaz.

351. La compression ou la dilatation des gaz produit de la chaleur ou du froid. Dans le briquet à air, qui consiste en un cylindre fermé par un bout dans lequel on fait mouvoir rapidement un piston, l'air comprimé brusquement s'échauffe au point d'enflammer de l'amadou; pour que cet effet ait lieu, il faut que l'air soit réduit au $\frac{1}{5}$ de son volume. En comprimant différents gaz dans le même appareil, mais sans y introduire directement une matière combustible, on a remarqué que l'oxigène, les gaz qui le contiennent à l'état de mélange, et le chlore, donnent généralement lieu à un

dégagement de chaleur et de lumière, tandis que les autres fluides élastiques ne développent que de la chaleur. Cette différence est due à la combustion instantanée des particules de substances organiques qui se trouvent dans l'instrument, soit en suspension dans le gaz introduit, soit sur les parois du tube ou sur les joints du piston ordinairement enduits d'une matière grasse. M. Thénard a en effet observé qu'il n'y avait plus de lumière produite dans un gaz quelconque, subitement comprimé, lorsqu'on avait écarté avec soin toutes les matières combustibles.

En exploitant certaines mines, on rencontre quelquefois des cavités remplies de gaz humides très-comprimés, et qui s'échappent avec sifflement lorsqu'on leur offre une issue. Si l'on présente un corps solide dans le courant qu'ils forment, l'eau qu'ils contenaient à l'état de vapeur se liquéfie sur le corps, et s'y congèle même par l'abaissement de température dû à la dilatation rapide de ces gaz. On peut produire le même effet avec de l'air comprimé à deux ou trois atmosphères et saturé de vapeur d'eau, qu'on laisse s'échapper par une petite ouverture, et auquel on présente une boule de verre qui ne tarde pas à se recouvrir d'une petite couche de glace.

Le thermomètre de Breguet (§ 201), par la grande sensibilité ou le peu de masse, la grande conductibilité et la faible chaleur spécifique des substances qui le composent, offre un moyen facile de constater la production de chaleur ou de froid qui accompagne la contraction ou la dilatation des gaz. Il suffit de le placer sous le récipient de la machine pneumatique; son index marche au froid aussitôt qu'on fait mouvoir les pistons, ou quand l'air intérieur se dilate. Lorsque le jeu de la machine est suspendu, la chaleur rayonnée des corps environnants et le contact des parois de la cloche rétablit l'équilibre de température. Si ensuite on tourne la clef, pour faire communiquer le récipient avec l'atmosphère, l'air extérieur ayant une force élastique plus grande, comprime l'air raréfié du récipient, et la chaleur dégagée par cette compression agit sur le thermomètre, dont l'index marche effectivement en sens contraire de son premier mouvement.

Appareil de M. Gay-Lussac. Fig. 181.

352. M. Gay-Lussac a imaginé un appareil qui constate à la fois la chaleur dégagée par la condensation d'un gaz, et le froid produit par sa dilatation. Il se compose de deux grands ballons de verre, l'un vide et l'autre contenant un gaz ; ces ballons sont réunis par un tube à robinet, et munis de deux thermomètres à air très-sensibles qui occupent leurs centres. Lorsqu'on ouvre la communication, le gaz se précipite dans le vide; il se dilate alors dans le vase qui le

contenait seul, et dont le thermomètre indique en effet un abaissement de température. Il parvient donc refroidi par cette dilatation dans le second vase, mais le contact des parois et le rayonnement des corps environnants lui restituent promptement la chaleur perdue dans le premier instant, et les parties qui suivent comprimant celles déjà parvenues, on observe une élévation de température, jusqu'à ce que l'équilibre de force élastique soit établi dans les deux ballons. En promenant un thermomètre très-sensible dans le vase où le gaz se précipite, on a effectivement remarqué un abaissement de température près de l'orifice de communication, mais qui diminue rapidement à mesure que le thermomètre s'éloigne, de telle sorte qu'à une assez petite distance sa température est celle du milieu qui environne l'appareil; au delà le thermomètre monte encore, et indique conséquemment une production de chaleur.

Lorsque cette expérience est faite avec soin, on trouve que l'élévation d'un des thermomètres à air, placés aux centres des ballons, est égal à l'abaissement de l'autre. Mais on ne peut déduire de cet appareil aucune mesure exacte, parce que les masses des thermomètres, quelque petites qu'elles soient, sont toujours très-grandes relativement à celles du fluide élastique. Il indique toutefois une inégalité singulière dans l'étendue des effets produits par différents gaz : les variations de température des deux thermomètres sont plus grandes pour l'hydrogène que pour l'air; elles sont moindres au contraire lorsque le gaz employé est de l'acide carbonique.

Cette inégalité n'a pas d'abord été attribuée à sa véritable cause. De ce que l'hydrogène faisait varier dans une plus grande étendue la chaleur sensible contenue dans les thermomètres de l'appareil précédent, on en concluait que ce gaz avait une capacité pour la chaleur, plus grande que tout autre. Mais on avait été conduit à une conséquence tout-à-fait opposée, en plongeant un ballon de verre, qui contenait successivement différents gaz, dans une masse d'eau dont la température avait toujours le même excès sur celle des gaz; on avait remarqué qu'il fallait moins de temps à l'hydrogène qu'à l'air pour prendre cette température, plus de temps au contraire à l'acide carbonique; ce qui faisait conclure que l'hydrogène avait moins de capacité pour la chaleur que tout autre gaz.

Ces phénomènes dépendent de ce que l'on peut appeler le pouvoir conducteur des fluides élastiques, dû à la grande mobilité de leurs particules, qui n'est gênée par aucune force de cohésion. Cette mobilité est plus ou moins grande suivant la masse relative de ces particules, ou mieux suivant la densité des gaz, avec laquelle aug-

mente leur inertie ou la force nécessaire pour imprimer à leurs molécules la même vitesse. C'est à cette différence de mobilité qu'il faut attribuer l'inégalité des effets produits quand les gaz s'échauffent ou se refroidissent, laquelle est tout-à-fait indépendante des différences de capacité. Elle explique aisément les circonstances que présentent les expériences que nous venons de citer; car le gaz le plus mobile emprunte ou cède plus rapidement, aux corps qu'il touche, la chaleur qui lui est nécessaire ou superflue, pour que sa température devienne celle qui convient à l'équilibre.

Mesure de la chaleur dégagée par la compression d'un gaz. Fig. 182.

353. MM. Clément et Desormes ont imaginé un appareil analogue à celui de M. Gay-Lussac, qui permet de déterminer d'une manière plus exacte la quantité de chaleur produite par la compression de l'air. Ils se sont servis à cet effet d'un ballon de verre à large ouverture, auquel était adapté un baromètre, ou mieux un simple tube recourbé plongeant à l'extérieur dans un vase rempli de mercure, ou d'eau pour plus de sensibilité. La pression de l'air étant P, et sa température t, on ôtait une portion de l'air intérieur au moyen d'une pompe pneumatique, de manière que la pression devînt P′ moindre que P ; la différence P-P′ était indiquée par le niveau du liquide dans le tube.

On ouvrait ensuite le robinet qui fermait l'ouverture, une portion de l'air extérieur se précipitait dans le ballon, en quelque sorte instantanément, à cause de la largeur de l'orifice, qui permettait de négliger d'ailleurs les pertes et les gains de chaleur dus à la première dilatation du gaz et au contact des parois. L'équilibre d'élasticité était établi lorsque le niveau du liquide dans le tube se trouvait le même qu'à l'extérieur, et lorsqu'on n'entendait plus le bruit produit par l'air affluent; on fermait alors le robinet. Mais à cette époque la pression de l'air intérieur n'était égale à celle P de l'atmosphère, qu'à cause de l'accroissement de température que le gaz entré avait produit, en comprimant celui qui était seul renfermé primitivement, aussi la température baissant par le contact des parois, le niveau du liquide dans le tube s'élevait en indiquant finalement, pour l'élasticité intérieure, une pression P″ plus petite que P, mais plus grande que P′, puisque sous le même volume le ballon contenait, à la même température t, plus d'air qu'au commencement de l'expérience.

On pouvait déduire des pressions observées P, P′, P″, la chaleur et la condensation produites par la compression de l'air, en partant de la loi connue que l'élasticité d'un gaz, conservant le même volume, augmente de $\frac{1}{267}$ pour une augmentation de température

d'un degré à partir de zéro, ou de $\frac{1}{267+t}$ à partir de $t°$. Soit $t+x$ la température qu'avait l'air du ballon, au moment où une portion d'air extérieur étant entrée, et où la pression intérieure étant devenue P, on fermait le robinet; on avait évidemment la relation $\frac{P}{P''}=\frac{1+\alpha(t+x)}{1+\alpha t}$, en désignant par α le coefficient $\frac{1}{267}$; d'où

$$x=\frac{P-P''}{P''}\cdot\frac{1+\alpha t}{\alpha}.$$

La masse d'air contenue dans le ballon au commencement de l'expérience, et qui occupait un certain volume V' sous la pression P' et à la température t, était réduite par la compression à un volume plus petit V'', sous la pression P'' et lorsque la température était redevenue t. On avait donc d'après la loi de Mariotte, $V''P''=P'V'$, d'où $\frac{V'-V''}{V'}=\frac{P''-P'}{P''}$ pour la condensation produite. Dans une des expériences faites avec l'appareil précédent, MM. Clément et Desormes ont trouvé, pour $t=12°$, $P=0^m,7665$ de mercure, $P'=0^m,7527$, $P''=0^m,7629$; ce qui donne

$$x=1°,316,\ \text{et}\ \frac{P''-P'}{P''}=0,0135.$$

Connaissant l'effet thermométrique produit par une certaine condensation, on peut en conclure celui (y) que produirait une autre condensation, par exemple, celle de $\frac{1}{267}$ du volume à zéro, ou de $\frac{\alpha}{1+\alpha t}$ du volume à la température t. Il suffit pour cela de remarquer que les différences des pressions P, P', P'', étant toujours assez petites comparativement à ces pressions elles-mêmes, on peut poser, sans grande erreur, la proportion suivante:

$$\frac{P''-P'}{P''}:\frac{P-P''}{P''}\cdot\frac{1+\alpha t}{\alpha}::\frac{\alpha}{1+\alpha t}:y=\frac{P-P''}{P''-P'}.$$

Les nombres cités plus haut donnent $y=0°,348$; c'est-à-dire qu'en comprimant l'air à zéro, de $\frac{1}{267}$ de son volume, on l'échauffe d'un peu plus d'un tiers de degré.

354. On peut déduire de là le rapport (K) des chaleurs spécifiques de l'air sous pression constante et sous volume constant, rapport qu'il est important de connaître, à cause de son utilité dans plusieurs questions de physique. En effet, si l'on représente par l'unité la quantité de chaleur nécessaire pour élever d'un degré l'unité de volume d'un gaz à zéro, sans variation de volume, ou ce qui est la même chose la chaleur spécifique de ce gaz sous volume constant, il faudra pour l'échauffer aussi d'un degré, la pression restant constante et le volume variant alors de $\frac{1}{267}$, lui donner en sus une quantité de chaleur qui l'eût échauffé à elle seule de $y=\frac{P-P''}{P''-P'}$ degrés,

Rapport des calorique s spécifiques d'un même gaz.

ou de 0,348 pour l'air, sous volume constant. Les quantités de chaleur nécessaires pour élever d'un degré la température de l'unité de volume du gaz proposé, dans ces deux circonstances différentes, ou les chaleurs spécifiques de ce gaz sous volume constant et sous pression constante, seront donc entre elles comme l'unité est à $1 + \frac{P - P''}{P'' - P'}$ ou à $\frac{P - P'}{P'' - P'}$, c'est-à-dire pour l'air comme l'unité est à 1,348; d'où K = 1,348.

MM. Gay-Lussac et Welter ont trouvé, par un autre procédé K = 1,375 pour l'air, au lieu de 1,348; ils ont en outre observé que ce rapport conservait sensiblement la même valeur à diverses températures. La comparaison qu'on a pu faire entre la vitesse réelle du son dans l'air, et celle que le calcul avait donnée, conduit plus exactement, comme nous le verrons, à K = 1,421. M. Dulong, par une série d'expériences que nous aurons l'occasion de décrire par la suite, lorsque nous parlerons de la propagation du son dans les différents gaz, a trouvé que ce rapport K variait d'une manière très-sensible des gaz simples aux gaz composés, et a déduit de la comparaison de ces différentes valeurs, cette loi remarquable par sa simplicité : 1° que des volumes égaux de tous les fluides élastiques, pris à une même température et sous une même pression, étant comprimés ou dilatés subitement d'une même fraction de leur volume, dégagent ou absorbent la même quantité absolue de chaleur; 2° que les variations de température qui en résultent sont en raison inverse de leurs chaleurs spécifiques sous volume constant.

Mélanges réfrigérants.

355. Lorsque deux corps mélangés, dont un au moins est à l'état solide, ont une grande affinité chimique l'un pour l'autre, cette affinité peut déterminer brusquement une liquéfaction ou une fusion, et il en résulte ordinairement un changement de température. Ainsi l'on peut accélérer la fusion de la glace par des acides ou des substances salines qui ont de l'affinité pour l'eau. Dans ce genre d'expérience il se produit de la chaleur par la combinaison de l'eau avec l'acide ou le sel, et du froid par la liquéfaction de la glace. Suivant qu'un de ces effets l'emporte sur l'autre, il y a élévation ou abaissement de température. Par exemple, si l'on mélange de la glace et de l'acide sulfurique, on aura élévation de température quand la masse de glace sera moindre et l'acide sulfurique concentré, tandis qu'on obtiendra facilement un abaissement de 15 à 20° au-dessous de zéro, si la masse de glace est plus considérable et l'acide sulfurique étendu d'eau.

En refroidissant préalablement les corps dont le mélange devait produire un abaissement de température, on est parvenu à obtenir

un froid de 65 à 70 degrés au-dessous de zéro. Toutefois, dans le cas des mélanges de glace pilée et de sel marin, on ne gagne rien à refroidir d'abord ces corps, parce que le liquide que leur combinaison tend à former se congèle à — 20^{c} environ, ce qui empêche d'obtenir un froid plus intense ; lors de la congélation de l'eau saturée de sel marin, exposée à un froid suffisant, le sel se précipite, et l'eau se congèle seule, ce qui prouve que le sel marin et l'eau sont sans action mutuelle au-dessous de la température où ce phénomène a lieu. Voici la disposition la plus avantageuse pour obtenir le maximum de froid : il faut employer trois enveloppes ou couches réfrigérantes successives : l'enveloppe extérieure de sel marin et de glace pilée ; la seconde de chlorure de calcium et de neige ; enfin le mélange central d'acide nitrique ou sulfurique étendu de neige.

356. La vaporisation produit aussi du froid. Pour rendre ce fait très-sensible, il faut opérer sur de petites masses de liquide, et augmenter par quelque moyen énergique la rapidité de leur passage à l'état gazeux. Par exemple, si dans l'espace ou la vapeur se forme, on place une substance qui l'absorbe à mesure, on aura un abaissement progressif de la température du liquide. Leslie a produit ce résultat en plaçant sous le récipient de la machine pneumatique une petite capsule couverte d'une couche d'eau, et un vase contenant de l'acide sulfurique concentré, assez éloigné de la capsule pour que la chaleur développée par la combinaison de l'eau et de l'acide ne lui fût pas communiquée. Dans cette expérience l'eau se congèle, mais l'évaporation continuant toujours, le froid peut descendre au point de congeler le mercure.

Froid produit par la vaporisation.

FIG. 183.

Wollaston a imaginé un appareil dans lequel l'eau se congèle aussi par suite d'une vaporisation rapide. Pour le former on introduit de l'eau dans un large tube fermé des deux côtés, à l'exception d'une petite ouverture par laquelle on chasse l'air en faisant bouillir le liquide, et que l'on ferme lorsqu'il n'y a plus que de la vapeur. On place ensuite ce tube verticalement, et l'on entoure sa partie supérieure d'un mélange réfrigérant ; la vapeur s'y liquéfie et se congèle sur les parois ; l'eau qui occupe la partie inférieure, fournissant constamment de nouvelles vapeurs, se refroidit au point de se congeler.

FIG. 184.

Si l'on met de petits matras de verre pleins d'eau, dans un vase rempli d'éther, liquide dont on accélère la vaporisation sous le récipient de la machine pneumatique, le froid produit transforme en glace l'eau des matras. En employant des liquides plus volatiles

encore que l'éther, tels que l'acide sulfureux, on parvient facilement à congeler le mercure. Le froid produit par la vaporisation a été utilisé dans la construction de plusieurs appareils destinés à faire connaître la proportion d'eau en vapeur que contient l'atmosphère, et qui seront décrits dans les leçons suivantes. En exposant les lois de l'évaporation à l'air libre (vingt-quatrième leçon), nous aurons l'occasion d'étudier de nouveaux faits relatifs à l'abaissement de température qu'elle peut occasionner.

Chaleur produite lors des combinaisons.

357. La chaleur dégagée ou absorbée lors des variations brusques de la densité des gaz, et le froid produit par la vaporisation, s'expliquent facilement par le passage de la chaleur de l'état latent à l'état sensible, ou réciproquement; mais on ne connaît encore aucune explication satisfaisante du fait de la chaleur produite dans les combinaisons chimiques. Lorsque deux masses m, m', de substances différentes, ayant des chaleurs spécifiques c et c', forment en se combinant un corps de masse $m + m'$, dont la capacité mesurée directement est γ, s'il y a de la chaleur dégagée durant la combinaison, il semble qu'elle pourrait être attribuée à ce que la chaleur absolue du composé est inférieure à la somme des chaleurs absolues que contenaient les composants. C'est-à-dire qu'en désignant par t, t', et τ, les températures primitives des masses m, m', et celle de leur combinaison, on devrait avoir $mct + m'c't' > (m + m')\gamma\tau$. Mais cette inégalité ne se vérifie pas, ou bien la faible différence qui existe entre ses deux membres est évidemment insuffisante pour expliquer l'effet produit, à quelque point que l'on suppose abaissé le zéro absolu des températures.

En général on trouve un excès considérable dans la chaleur produite par une combinaison, dont il paraît impossible de trouver la cause, même en tenant compte des chaleurs latentes correspondant aux changements de densité ou d'état que paraissent éprouver les composants, et qui souvent sont inverses de ce qu'ils devraient être pour fournir de la chaleur sensible. Par exemple, la combustion d'un kilogramme de carbone, ou sa combinaison avec l'oxigène, donne lieu au dégagement de 7914 unités de chaleur; cependant le volume du gaz acide carbonique formé est le même que celui de l'oxigène employé, à la même température, et le carbone paraît avoir passé de l'état solide à l'état gazeux, passage qui devrait absorber une grande quantité de chaleur latente.

Pour se rendre compte des phénomènes de ce genre, en partant de l'hypothèse de la matérialité du calorique, il faudrait admettre que dans la chaleur absolue que possède un atome d'un corps sim-

ple, la portion qui varie suivant sa position dans un groupe d'atomes semblables (§ 350), diminue dans une grande proportion lorsque cet atome se combine avec une autre substance. Il semble au premier abord que la chaleur produite par la percussion, par le frottement, et par les combinaisons chimiques, s'expliquerait plus complétement dans l'hypothèse des ondulations, sans adopter de nouveaux principes. On conçoit en effet que des forces mécaniques, et celles qui président aux combinaisons, doivent imprimer aux molécules des mouvements vibratoires dont la force vive, étant en rapport avec les efforts qui les produisent, peut être très-considérable.

358. Mais les observations relatives à la chaleur dégagée, dans les circonstances dont il s'agit, ne sont pas encore assez multipliées pour qu'on puisse vérifier par le calcul les résultats déduits d'une hypothèse posée sur la nature de la chaleur. Il est même douteux que l'analyse mathématique, à moins qu'elle ne fît de nouveaux pas, pût lever les difficultés que présenteraient la recherche ou l'interprétation des équations, nécessairement très-complexes, qui devraient représenter les faits à expliquer. D'ailleurs les phénomènes électriques développent de la chaleur dans un grand nombre de circonstances, et il ne paraît pas que l'on puisse aborder l'essai d'une théorie positive de la chaleur, avant d'avoir démêlé les lois de cette nouvelle source, qui resteront sans doute ignorées pendant longtemps, si l'on en juge d'après l'état actuel de la théorie physique de l'électricité, sans contredit la moins avancée de toutes les parties de la physique, malgré les progrès certains qu'elle a faits dans ces derniers temps.

Ainsi, quoique les lois du rayonnement de la chaleur, et celles de sa propagation dans les corps solides, puissent être traitées avec une rigueur suffisante par le calcul, presque tous les faits dans lesquels la chaleur est produite ou disparaît, ne peuvent encore être compris dans aucune théorie de physique mathématique. Il convient donc de ne considérer les hypothèses et les principes que nous avons énoncés, soit sur l'origine même de la chaleur, soit dans le but de grouper un certain nombre de faits particuliers, que comme des moyens de coordonner ou de rapprocher des phénomènes dont la liaison paraissait évidente.

VINGT-TROISIÈME LEÇON.

Phénomènes météorologiques. — De l'atmosphère. — Des aérostats. — Variations des températures de l'air Thermomètres à maxima et minima. — De l'hygrométrie. — Hygromètre de Saussure. — Construction des tables hygrométriques. — Hygromètres donnant directement l'état hygrométrique de l'air. — Observations et applications de l'hygrométrie.

Météorologie. 359. Les phénomènes météorologiques dépendent pour la plupart des variations de la température de l'air; il convient de les décrire après la théorie physique de la chaleur, comme pour offrir une application de ses lois. Toutefois cette description ne peut être donnée complétement dans le cours limité qui nous occupe. Les observations relatives aux phénomènes dont il s'agit se sont tellement multipliées, les lois qu'elles ont constatées et celles qu'elles laissent entrevoir ont acquis une telle importance, qu'il a paru nécessaire de séparer leur ensemble, pour en former un cours spécial, sous le titre de géographie physique ou de météorologie. Ce nouveau cours, déjà fort étendu, comprend non-seulement les phénomènes généraux qui dépendent de la chaleur, mais aussi ceux qui se rattachent à l'électricité et à la lumière. Outre plusieurs théories partielles dont la perfection laisse peu de chose à désirer, et qui seront développées par la suite, il embrasse un grand nombre de faits, dont les lois et les causes sont totalement ignorées ou très-vaguement aperçues, et qui ne feraient que compliquer la physique proprement dite sans servir actuellement à ses progrès.

De l'atmosphère. 360. L'atmosphère qui enveloppe notre globe serait de peu d'étendue si l'air y avait partout la même densité qu'à la surface de la terre, où sa pression barométrique est d'environ $0^{m},76$; car cette densité étant 10466 fois plus petite que celle du mercure, la hauteur verticale de l'atmosphère ne serait alors que de $10466 \times 0^{m},76$, ou 7600^{m} à peu près; mais elle est réellement beaucoup plus grande, puisqu'on s'est élevé en ballon à une hauteur presque égale à 7000^{m}. Cette différence tient à ce que l'air étant un fluide pesant et compressible, sa densité diminue à mesure qu'on s'élève, en même temps que sa force élastique.

La loi de ce décroissement serait fort simple si la température était partout la même : car si l'on imagine dans l'atmosphère une colonne cylindrique verticale, ayant l'unité de surface pour base, deux sections horizontales situées à des hauteurs infiniment peu différentes z et $(z+dz)$, seraient soumises à des pressions p, $p+dp$, dont la différence $-dp$ serait égale au poids $g\rho dz$ de la couche d'air comprise entre ces sections ; g étant l'intensité de la pesanteur, et ρ la densité de l'air qui serait proportionnelle à la pression p ; en sorte que l'on aurait $\rho=\frac{p}{m}$, $-pd=g\rho dz=\frac{g}{m}pdz$, $\frac{dp}{p}=-\frac{g}{m}dz$, d'où en intégrant : $p=Pe^{-\frac{gz}{m}}$, ou $z=\frac{m}{g}\log.\frac{P}{p}$; P étant la pression à la surface de la terre, et m un coefficient constant dont la valeur numérique pourrait être déterminée par deux observations à des hauteurs connues.

On n'aurait donc qu'à observer les pressions barométriques à la surface de la terre, et au point dont on voudrait connaître la hauteur, laquelle serait ensuite donnée par la formule précédente. Mais cette formule a besoin d'être modifiée : 1° parce que la température diminue en général à mesure que l'on s'élève ; 2° parce que l'intensité g de la pesanteur ne peut pas être regardée comme constante quel que soit z. Les modifications nécessaires pour tenir compte de ces variations sont développées dans un autre cours.

361. On s'est occupé dès la plus haute antiquité de rechercher les moyens de s'élever dans l'atmosphère, mais tous les essais avaient été infructueux, lorsque Mongolfier imagina d'imiter la formation des nuages. A cet effet il construisit avec du papier une enveloppe sphérique, et la remplit avec les gaz dilatés résultant de la combustion de certaines matières, et introduites par un orifice inférieur; le ballon s'éleva, entraînant avec lui des poids considérables. C'était réellement l'exhaussement de la température des gaz contenus dans l'enveloppe, qui occasionnait la légèreté spécifique de l'appareil et déterminait son ascension ; car lorsque l'on retirait le feu, la température baissait rapidement, et la Mongolfière retombait. Des aérostats.

Deux ou trois mois après ce premier essai, Charles imagina de substituer à l'air raréfié par la chaleur, un gaz spécifiquement plus léger que l'air à la température ordinaire, et il choisit l'hydrogène, le plus léger de tous les gaz. La difficulté ne consistait plus qu'à trouver un genre d'enveloppe suffisamment légère, et en même temps imperméable à l'air et à l'hydrogène. On trouva que du taffetas enduit de caoutchouc, remplissait très-bien ces conditions. On se sert aussi quelquefois d'une enveloppe de baudruche, faite

avec une membrane mince du bœuf, mais elle laisse tamiser l'hydrogène et ne pourrait servir pour de grands appareils.

L'enveloppe ne doit pas être totalement pleine de gaz au moment du départ : car dans les hautes régions de l'atmosphère, où la pression est beaucoup moindre qu'à la surface de la terre, et où le volume du gaz doit augmenter, on serait obligé d'en chasser une grande partie, sans quoi le ballon pourrait se déchirer. Il faut donc introduire une quantité de gaz seulement suffisante pour gonfler l'appareil, à la hauteur à laquelle on veut s'élever, et qu'il est facile de calculer. Ce calcul n'est toutefois qu'approximatif, car pour qu'il fût exact, il faudrait connaître la véritable loi du décroissement de la densité de l'air, à mesure qu'on s'élève dans l'atmosphère.

Soient : V le volume du ballon gonflé, v celui de la nacelle ; Δ et D les densités de l'hydrogène et de l'air, sous la pression barométrique normale de $0^m,76$; H la pression barométrique correspondante à la hauteur inconnue Z ; enfin P le poids de l'enveloppe et de la nacelle. Supposons en outre, que la température ne varie pas sensiblement dans le trajet de l'aérostat. $V\Delta\frac{H}{0,76}$ et $(V+v)\frac{HD}{0,76}$, seront les poids de l'hydrogène qui gonflera le ballon, et de l'air déplacé par l'appareil, à la hauteur Z. Or d'après un principe connu, en ajoutant P au premier de ces poids, on doit avoir le second, si comme on le suppose l'appareil reste en équilibre dans la couche d'air située à la hauteur que l'on cherche ; on aura donc :

$$V\Delta\frac{H}{0,76} = P + (V+v)D\frac{H}{0,76},$$

ou

$$vD\frac{H}{0,76} + V\frac{H}{0,76}(D-\Delta) - P = 0.$$

Cette formule donnera H ; on en déduira Z au moyen de la formule donnée plus haut (§ 360). Si au contraire Z est donné, H s'ensuivra, et $\frac{HV}{0,76}$ sera la quantité d'hydrogène, à la pression de 0,76, exprimée en fraction de volume du ballon gonflé, qu'il faudra introduire dans l'appareil au moment du départ.

En tout autre endroit de l'atmosphère que dans la couche où il pourrait rester en équilibre, le ballon tendra à monter ou à descendre d'un mouvement accéléré : soit, outre les quantités de l'article précédent, h la hauteur barométrique correspondante à une hauteur quelconque z ; le volume du ballon sera $\frac{VH}{h}$ à cette hauteur ; l'hydrogène qu'il contiendra pèsera toujours $V\Delta\frac{H}{0,76}$; le poids de l'air déplacé sera $\left(V\frac{H}{h}+v\right)\frac{Dh}{0,76}$. D'après cela,

$$\left(V\frac{H}{h}+v\right)\times\frac{Dh}{0,76}-\Delta V\frac{H}{0,76}-P,\text{ ou }\frac{HV}{0,76}(D-\Delta)-P+\frac{vDh}{0,76},$$

ou enfin, d'après la formule de l'article précédent, $\frac{D}{0,76}(h-H)$ sera la force motrice ascensionnelle, si h est plus grand que H, ou $z<Z$. En changeant le signe de cette expression on aura la force motrice qui tendra à faire descendre l'appareil, si h est moindre que H, ou $z>Z$; dans ce dernier cas il faut supposer évidemment que le ballon ne soit pas gonflé totalement à la hauteur z et sous la pression H, c'est-à-dire lorsque la force motrice est nulle.

Ainsi, soit qu'il monte, soit qu'il descende, le ballon tendra à prendre un mouvement accéléré. La résistance de l'air agissant comme force retardatrice, tendra à détruire cette accélération, et pourra finir par rendre le mouvement sensiblement uniforme. Lorsque le ballon s'élevant sera parvenu à la couche où la force motrice est nulle, il la dépassera en vertu de la vitesse acquise, et finira par s'y maintenir après quelques oscillations verticales; il sera alors emporté avec la masse d'air qui l'entoure dans la direction du vent régnant à cette hauteur.

Lorsque l'aéronaute veut faire descendre son ballon, il ouvre une soupape placée à la partie supérieure de l'enveloppe, au moyen d'une corde attachée à la tige de cette soupape et dont l'autre extrémité est à sa disposition; une portion de l'hydrogène s'échappe, et l'appareil, devenant spécifiquement plus lourd que l'air déplacé, descend. Mais pour éviter les dangers d'une chute trop rapide, cette descente doit être faite par cascades; pour cela l'aréonaute jette de temps en temps une portion du sable qu'il a dû emporter, opération qui diminuant le poids total tend à faire remonter le ballon; il ouvre aussi de temps en temps la soupape, autre opération qui tend à le faire tomber; un baromètre lui indique, par les variations de la hauteur du mercure, le sens dans lequel il marche et la rapidité de son mouvement; il juge d'après cela s'il doit jeter du lest, ou ouvrir la soupape.

L'impossibilité qui existe encore de diriger à volonté le mouvement horizontal des ballons, n'a pas permis jusqu'ici de s'en servir pour voyager. Pour atteindre ce but, il faudrait pouvoir développer, au moyen d'un moteur peu pesant, une force suffisante pour vaincre l'impulsion du courant d'air dans le lieu occupé par le ballon; ou bien, après avoir reconnu les directions variables du mouvement de l'air, qui existent simultanément à différentes hauteurs, il faudrait élever et maintenir l'aérostat à la hauteur où le vent aurait précisément la direction que l'on voudrait suivre. Mais il y a encore

un autre problème à résoudre, c'est de connaître, à chaque instant et dans toute circonstance, la véritable direction du mouvement imprimé au ballon; ici la boussole marine serait sans efficacité, puisque les aérostats ne laissent derrière eux aucune trace analogue au sillage des vaisseaux, que l'on puisse rapporter à la direction de l'aiguille-aimantée; placé au-dessus d'un nuage, l'aéronaute n'a plus aucun moyen d'apprécier le chemin qu'il parcourt; il serait donc nécessaire de maintenir constamment l'appareil en vue de la terre. Il est probable que toutes ces difficultés ne pourront être levées qu'à la suite de progrès nouveaux et très-étendus dans les arts mécaniques. Les ascensions aérostatiques ont fourni le moyen d'étudier l'état et la composition de l'atmosphère dans ses hautes régions. La plus remarquable de ces ascensions a été exécutée par MM. Gay-Lussac et Biot; nous aurons l'occasion de citer quelques-unes de leurs observations.

Températures de l'air à la surface de la terre.

362. Ce serait ici le lieu d'exposer la théorie des vents réguliers, quelques notions très-vagues sur les vents irréguliers, les variations périodiques du baromètre, ses variations irrégulières correspondantes aux changements qui surviennent dans l'atmosphère. Mais ces diverses questions font maintenant partie du cours de Géographie physique. Ces phénomènes sont dus pour la plupart aux variations de température de l'air atmosphérique, soit dans un même lieu aux différentes heures du jour et suivant les saisons, soit à la même époque dans des lieux différents. Il ne sera donc possible de trouver les lois que suivent ces phénomènes, que quand on connaîtra celles des températures à la surface du globe. C'est afin de démêler ces dernières qu'on a multiplié les observations thermométriques. Pour résumer celles de ces observations faites dans un même lieu, on en déduit les températures moyennes de chaque jour, de chaque mois, de chaque année, et enfin celles d'un grand nombre d'années. Le rapprochement des températures moyennes correspondantes à différents lieux a déjà conduit à des conséquences importantes; d'autres se déduisent de la comparaison des plus grandes variations thermométriques.

Mais, dans l'état actuel de cette partie de la physique générale, les résultats les plus précieux sont ceux qui permettent de réduire le nombre des observations nécessaires pour en conclure les données que l'on cherche. Ainsi, l'on a reconnu que, pour déterminer la température moyenne d'un jour dans un lieu donné, il suffisait de prendre la moyenne des trois observations faites, l'une au lever du soleil, l'autre à deux heures de l'après-midi, et la troisième au

coucher du soleil; ou bien de prendre la moyenne entre la plus grande et la plus petite température de la journée. On a remarqué pareillement que la température moyenne de l'année est sensiblement la même que celle du seul mois d'octobre, et qu'on l'obtient encore en prenant la moyenne des observations faites tous les jours à une même heure, variable avec la latitude, et qui est celle de 9 heures du matin à Paris.

La température moyenne de chaque jour est l'élément principal de toutes ces recherches; car on adopte pour celle de chaque mois la moyenne entre les températures moyennes de ses différents jours, et pour celle de l'année la moyenne entre les températures moyennes des douze mois. Le procédé le plus expéditif, et peut-être le plus exact que l'on puisse employer, pour se procurer cette donnée fondamentale, consiste à déterminer la plus grande et la plus petite température du jour. On peut se servir à cet effet d'un thermomètre à maxima et minima.

363. Le plus commode des instruments de cette espèce est celui de Rutherford. Sur un même cadre sont fixés deux thermomètres dont les tiges sont recourbées horizontalement : l'un est à alcool coloré, l'autre à mercure; le premier renferme un petit cylindre d'émail, substance qui est mouillée par l'alcool, le second un petit cylindre de fer, métal que le mercure ne mouille pas. Les deux index ont un diamètre moindre que celui des tubes; celui d'émail reste constamment dans l'alcool, qui l'entraîne vers la boule lorsque la température diminue; quand elle augmente ensuite, le liquide se dilatant dépasse le cylindre et le laisse en arrière de sa surface. L'index de fer est toujours au contraire en dehors du mercure, qui le pousse devant lui lorsque la température augmente; quand elle diminue, le liquide abandonne le cylindre au point le plus éloigné. Les degrés où stationnent ces index, quand on observe le double thermomètre, indiquent évidemment les températures maxima et minima de la période de temps pendant laquelle l'instrument a été abandonné. Pour le rendre capable de donner de nouveaux résultats, il suffit de placer un instant le système des tubes dans la position verticale; à l'aide de quelques secousses légères, le cylindre de fer retombe sur le mercure, et celui d'émail remonte à la surface de l'alcool.

Thermomètres à maxima et minima. FIG. 185.

On emploie aussi le thermomètre de Six, perfectionné par Bellani. C'est un thermomètre à alcool renversé, dont le réservoir est très-vaste, et dont la tige doublement recourbée contient du mercure dans les deux branches verticales du coude inférieur. Des deux surfaces du mercure, l'une touche la colonne liquide du thermo-

FIG. 186.

mètre, l'autre est surmontée d'une autre colonne d'alcool, qui se termine vers le haut au fond d'une cuvette ouverte dans l'atmosphère. Sur ces deux surfaces flottent deux petits cylindres de fer, qu'elles soulèvent lors des variations de la température, mais qui sont retenus aux plus grandes hauteurs qu'ils atteignent, par de petites boucles de cheveux qui pressent à la manière des ressorts les parois du tube. D'après cette disposition, il est évident que leurs lieux de stationnement indiqueront, l'un la plus haute, l'autre la plus basse des températures de la période de temps pendant laquelle l'instrument aura été abandonné à lui-même. Quand on veut faire descendre les index sur les surfaces du mercure, afin de procéder à de nouvelles observations, on se sert d'un aimant assez fort pour vaincre le frottement des boucles de cheveux sur les parois qu'elles pressent.

De l'hygrométrie.

364. Les variations de la quantité d'eau, contenue à l'état de vapeur dans l'air atmosphérique, se combinent avec celles de la température, pour occasionner la plupart des phénomènes météorologiques. Il importe donc de savoir déterminer à chaque instant l'état d'humidité de l'air, afin de recueillir une nouvelle série d'observations, qui rapprochée des températures moyennes, puisse faire découvrir par la suite les lois générales de ces phénomènes.

On reconnaît que l'atmosphère contient toujours de l'eau à l'état de vapeur, en y exposant des corps appelés déliquescents, ou qui ont une grande affinité pour l'eau ; ils absorbent alors l'humidité de l'air, et deviennent liquides au bout de quelque temps, en se dissolvant dans l'eau qu'ils ont précipitée. On peut encore reconnaître l'existence de l'eau dans l'air, par le dépôt en croûte glacée qui se forme sur la surface extérieure d'un vase contenant un corps très-froid, phénomène que l'on peut observer en tout temps et en tout lieu.

Pour évaluer la vapeur qui se trouve dans l'atmosphère, au lieu de chercher à absorber la quantité d'eau en poids contenue dans un volume donné d'air, on se sert de substances dont la forme subit des changements d'autant plus grands que l'air qui les entoure est plus ou moins humide, et que l'on nomme pour cela *substances hygrométriques*. Parmi les substances organiques il n'en est aucune qui ne fût propre à former un hygromètre. Mais pour que l'hygromètre soit utile, il faut que la substance employée soit très-sensible aux variations de l'humidité de l'air, inaltérable par le temps, d'une petite masse pour que ses indications soient plus promptes, qu'elle n'éprouve aucun changement permanent afin que dans les mêmes

circonstances ses indications redeviennent les mêmes, enfin que l'instrument étant ainsi comparable à lui-même, deux hygromètres construits avec la même substance soient comparables entre eux.

De toutes les substances hygrométriques connues, les seules qui paraissent remplir ces conditions, sont les cheveux et les plaques minces des fanons de baleine prises dans une direction perpendiculaire à celle des fibres; ces substances s'allongent par l'humidité. Les hygromètres à cheveu et à baleine sont connus sous les noms d'hygromètre de Saussure et d'hygromètre de Deluc; celui de Saussure est le plus généralement employé; voici les détails de sa construction.

365. Un cadre métallique, dont on néglige les dilatations par la chaleur, comme incomparablement plus petites que les changements de dimensions qu'il s'agit d'observer, présente à sa partie supérieure une pince dans laquelle est fixé le cheveu, dont l'autre bout est attaché à la gorge d'une poulie; un poids de 2 ou 3 grains est pareillement attaché à la même gorge, de manière à tendre constamment le cheveu; avec la poulie se meut une aiguille, dont l'extrémité indique sur un cadran si le cheveu s'allonge ou se raccourcit. Les cheveux dans leur état ordinaire sont enveloppés d'une matière grasse qui les soustrait en partie à l'humidité, et qui réduit leur allongement à $\frac{1}{200}$, de l'extrême sécheresse au maximum d'humidité, mais lorsqu'ils en sont dépouillés, leur allongement total est 4 fois plus considérable, ou $\frac{1}{50}$ environ. Il est donc important de laver ces cheveux dans une eau un peu alcaline que l'on fait bouillir; $\frac{1}{100}$ de sous-carbonate de soude en dissolution suffit, d'après Saussure, pour enlever cette matière grasse.

Hygromètre de Saussure.

Fig. 187.

Pour graduer l'instrument, on le place d'abord sous une cloche contenant de l'air, et une substance déliquescente calcinée, qui absorbe l'humidité du récipient. L'aiguille de l'hygromètre descend d'abord très-rapidement; son mouvement se ralentit ensuite, mais elle n'atteint une position stationnaire qu'au bout de 3 jours; on marque alors sur le cadran, au point où l'aiguille s'arrête, le zéro de l'hygromètre. Pour s'assurer si ce point correspond réellement à celui de sécheresse extrême, il est bon de présenter la cloche aux rayons solaires: si le cheveu contient encore de l'humidité, la vaporisation étant excitée par l'accroissement de température, l'aiguille continue à descendre; mais si le cheveu est parfaitement sec, il n'éprouvera qu'une petite dilatation par la chaleur qui fera au contraire monter l'aiguille. On abrége beaucoup cette première opéra-

tion de la graduation, et on la rend même plus sûre, en disposant l'hygromètre dans le vide avec des morceaux de chaux vive.

On place ensuite l'hygromètre sous un autre récipient dont les parois sont mouillées; l'air renfermé se sature d'humidité, l'aiguille monte alors rapidement et devient stationnaire au bout d'une heure au plus. On marque 100° au point où s'arrête la pointe de l'aiguille. L'arc compris sur le cadran entre les deux points marqués est enfin divisé en 100 parties, qui sont les degrés de l'hygromètre. Lorsque cet instrument a été construit avec tout le soin nécessaire, on remarque que lorsqu'il est placé dans les mêmes circonstances, ses indications sont toujours identiques; quelle que soit la température de l'air, s'il est saturé, l'instrument indique toujours 100°, et s'il est parfaitement sec toujours 0°. On fait toutefois abstraction de la dilatation du cheveu par la chaleur, qui est très-petite, car 33° de différence de température ne font varier l'hygromètre que de $\frac{1}{4}$ de degré.

On doit conclure de là que les variations de longueur du cheveu, dues à sa dilatation par la chaleur, sont négligeables dans les limites de température de l'atmosphère, et que le cheveu s'empare toujours de la même quantité d'eau, dans l'air saturé de vapeur, quelle que soit sa température, puisqu'il s'allonge de la même quantité. On concevra facilement ce dernier résultat, en remarquant que l'eau est en quelque sorte retenue à l'état de vapeur avec une force nulle, dans l'air qui est saturé, puisqu'à la moindre diminution de volume ou de température, une portion de cette vapeur se liquéfie. Dans ces circonstances, quelle que soit la température, l'affinité du cheveu pour l'eau n'étant contre-balancée par aucune autre force, cette substance précipitera toute l'eau qu'elle peut absorber, quantité qui est d'ailleurs très-petite, relativement à celle qui sature l'espace dans lequel l'instrument est placé.

Tables hygrométriques.

366. L'état hygrométrique de l'air est le rapport qui existe entre la quantité de vapeur d'eau qu'il contient réellement, et celle qu'il contiendrait s'il en était saturé, ou ce qui est la même chose, c'est le rapport des forces élastiques des vapeurs correspondantes. Or les degrés de l'hygromètre ne sont pas proportionnels aux états hygrométriques de l'air. La relation qui existe entre ces deux espèces de quantités, a été recherchée par plusieurs séries d'expériences, et l'on a construit des tables qui la représentent.

Pour cela, Saussure prenait un ballon rempli d'air sec, muni d'un baromètre et d'un thermomètre; après y avoir introduit l'hygromètre, il plaçait dans ce ballon un linge humide, qu'il laissait un

certain temps, pour le retirer ensuite. La perte de poids du linge indiquait l'eau contenue dans le ballon; on avait la température et la pression intérieure; Saussure pouvait ainsi calculer un des éléments de la table. Mais ce procédé est peu exact, à cause de la portion d'humidité absorbée par les parois, dont il est difficile de tenir compte.

M. Gay-Lussac a employé avec succès un autre moyen; il est fondé sur cette propriété que la tension maxima de la vapeur, dans un espace en contact avec de l'eau contenant une substance saline, est d'autant moins grande que la dissolution est plus concentrée. M. Gay-Lussac plaçait de l'eau chargée d'un sel, ou contenant un acide, sous un récipient où se trouvait l'hygromètre; une petite portion de cette dissolution, introduite dans le vide d'un baromètre indiquait la tension de sa vapeur; un autre baromètre donnait aussi la tension de la vapeur de l'eau pure à la même température. Le rapport de ces deux tensions fournissait alors l'état hygrométrique de l'air du récipient, correspondant au degré observé sur l'hygromètre. Ce mode d'expérience répété pour un certain nombre de tensions différentes, à la température constante de 10°, a donné une table très-exacte.

M. Dulong s'est servi d'un autre procédé, moins long et aussi exact que celui de M. Gay-Lussac, comme l'a prouvé l'identité des résultats obtenus par ces deux physiciens. Dans un vase où l'hygromètre était suspendu, il faisait arriver un courant mixte, composé d'air et d'hydrogène; l'air était parfaitement desséché, par des substances déliquescentes; l'hydrogène au contraire était saturé d'humidité, par son passage au milieu de corps imprégnés d'eau. On pouvait, en donnant aux deux gaz des vitesses d'écoulement constantes, par les moyens connus, faire en sorte que leur mélange fût en proportions fixes et déterminées. L'expérience commençait lorsque tout l'air du vase était chassé par le courant mixte, et que les parois s'étaient mises en équilibre hygrométrique avec lui; on observait alors le degré de l'hygromètre. Soit v le volume d'air arrivé sec, et u celui de l'hydrogène arrivé saturé de vapeur, pour former un volume $(v + u)$ du mélange; u et $(v + u)$ représenteront également, l'un le volume primitif de la vapeur à saturation, l'autre celui de la vapeur contenue dans le mélange; leurs forces élastiques étant en raison inverse de ces volumes, on aura $\left(\frac{u}{v+u}\right)$ pour l'état hygrométrique du mélange.

Pour évaluer le rapport de u à v, on analysait, dans l'eudiomètre et sur l'eau, une portion A en volume du mélange; en déterminant

mètre à plume. Mais tous ces hygromètres sont très-défectueux; rarement ils donnent les mêmes indications lorsqu'on les place dans les mêmes circonstances à des époques différentes.

Hygromètres donnant directement l'état hygrométrique de l'air.

369. Plusieurs hygromètres ont pour but de déterminer à quelle température la vapeur que contient l'air serait capable de le saturer; on cherche ensuite, dans les tables, les forces élastiques de la vapeur d'eau correspondantes à la température indiquée par ce genre d'hygromètres, et à la température de l'air extérieur; on a ainsi les deux termes du rapport qui représente l'état hygrométrique de l'atmosphère. Un simple vase à parois très-minces, que l'on refroidit peu à peu, en projetant dans l'eau qu'il contient de petits morceaux de glace pilée, peut remplir le but proposé; il arrive un moment où la couche d'air qui enveloppe le vase, et qui se refroidit avec lui, dépose de la rosée sur sa surface extérieure, on note alors la température indiquée par un thermomètre qu'on a eu soin de placer dans l'eau du vase; on laisse l'appareil se réchauffer un peu par le rayonnement, jusqu'à ce que cette rosée disparaisse; on note encore la température du thermomètre intérieur; la moyenne de ces deux observations peut être prise pour la température à laquelle il faudrait abaisser l'air extérieur, pour que la vapeur qui le contient fût capable de le saturer.

Fig. 189.

L'hygromètre de Daniel est fondé sur le même principe; il consiste en deux boules de verre réunies par un tube doublement recourbé. L'une de ces boules contient de l'éther; elle est noircie pour laisser apercevoir plus facilement la rosée qui doit s'y déposer; à son centre correspond la boule d'un thermomètre dont la tige s'élève dans la partie voisine du tube. La seconde boule est vide de liquide, et terminée par une ouverture capillaire effilée en pointe, par laquelle on chasse l'air intérieur, en faisant bouillir l'éther, et que l'on ferme au chalumeau quand il n'y a plus que de la vapeur. L'appareil étant ainsi préparé, on entoure la seconde boule d'un linge sur lequel on verse de l'éther; le froid produit par son évaporation détermine la précipitation de la vapeur intérieure; l'éther de la première boule en fournissant de nouvelle vapeur se refroidit; la température que l'on cherche est indiquée par le thermomètre intérieur, quand la rosée commence à se déposer sur la surface noircie. Ces hygromètres ne sont pas employés, à cause des manipulations exigées pour chaque observation, qui les rendent moins commodes que celui de Saussure.

Applications de l'hygrométrie.

270. L'hygromètre peut servir à déterminer l'état d'humidité de l'air où commence la déliquescence d'un sel; il suffit pour cela de

suspendre cet instrument sous un récipient, au-dessus d'une dissolution saturée de la substance que l'on veut étudier, et de noter le degré qu'il indiquera dans cette circonstance. Lorsque l'état hygrométrique de l'air sera supérieur à cette indication, le sel proposé qu'on exposera sec dans l'atmosphère y tombera en déliquescence; dans le cas contraire, une dissolution saturée du même sel fournira de la vapeur à l'air ambiant.

L'usage des tables hygrométriques permet de calculer le poids exact d'un volume donné d'air atmosphérique, et par suite la correction qu'exige le poids d'un corps solide. Il suffit pour cela de substituer à la place de F, dans la formule du § 331, la force élastique maxima de la vapeur d'eau pour la température existante, multipliée par l'état hygrométrique donné par les tables, et correspondant au degré observé sur l'hygromètre.

Les progrès de la météorologie exigeaient avant tout la recherche de plusieurs instruments comparables, qui pussent donner, dans chaque lieu et à chaque instant, les valeurs exactes de tous les éléments variables qui constituent l'état de l'atmosphère. Ce premier but est maintenant atteint: on peut connaître la température, la pression et l'état hygrométrique de l'air par des procédés d'observation faciles et précis; des instruments suffisamment perfectionnés indiquent la direction et la force des vents; enfin d'autres appareils qui seront décrits plus tard, permettent de constater l'état électrique de l'atmosphère.

Déjà des observations météorologiques suivies avec soin ont conduit à des résultats généraux d'une grande importance. Mais il faudra multiplier et rapprocher, beaucoup plus qu'on n'a pu le faire encore, les lieux et les époques des observations, si l'on veut accumuler les données indispensables pour découvrir les lois des phénomènes atmosphériques, et arriver à les prédire avec quelque certitude. Les connaissances spéciales, le temps et l'attention que ce travail exigerait d'un grand nombre de personnes, forment sans contredit le principal obstacle qui s'oppose aujourd'hui à l'avancement rapide de la météorologie.

Pour vaincre cet obstacle, il faudrait imaginer des instruments qui pussent tracer d'eux-mêmes, avec exactitude, la table de toutes leurs indications successives pendant un certain temps. Quelques tentatives faites dans ce but même et suivies d'un-demi succès, l'existence des thermomètres à maxima et minima, le haut point de perfection auquel est parvenu l'art de l'horlogerie, et surtout la précision que les physiciens savent donner à leurs appareils, per-

mettent de croire à la possibilité de semblables instruments. Leur découverte ne paraît pas d'ailleurs devoir présenter plus de difficulté que celle de l'héliostat, ou que celle de l'appareil ingénieux servant à la mesure des sons. Quoi qu'il en soit, des instruments qui permettraient de réunir facilement les observations continues, faites dans un grand nombre de lieux suffisamment voisins, conduiraient indubitablement à des rapprochements inattendus, et peut-être par la suite aux lois des phénomènes météorologiques, soit généraux, soit particuliers à chaque contrée.

VINGT-QUATRIÈME LEÇON.

De l'évaporation — Théorie du mélange des fluides. — Lois de l'évaporation — Maximum du froid dû à l'évaporation. Hygromètre de Leslie. — Des nuages. — De la pluie. — De la neige. — De la rosée. Refroidissement des corps avant la rosée. Rayonnement nocturne — De la gelée blanche. Effets divers du rayonnement nocturne. — Des brouillards.

371. On donne particulièrement le nom d'évaporation à la propriété dont jouit une masse liquide, exposée dans l'atmosphère, de se dissiper en vapeur avec plus ou moins de facilité. On se rend facilement compte de cette propriété, et des circonstances qui favorisent son développement, après avoir étudié le mélange des fluides, phénomène plus général dont il paraît possible de donner une théorie satisfaisante, en admettant l'existence de certaines actions moléculaires, qu'une multitude de faits rendent très-probable. *Théorie du mélange des fluides.*

Lorsque deux ballons de verre, contenant, par exemple, l'un de l'hydrogène, l'autre de l'acide carbonique, sont mis en communication, il s'établit d'abord un équilibre de pression; c'est-à-dire que le gaz, dont la force élastique est plus grande, se précipite en partie dans le ballon occupé par l'autre gaz, dont le volume diminue. Mais l'expérience indiquant que les deux gaz finissent par se mélanger en proportions égales dans les deux vases, quelles que soient leurs positions et les densités relatives des fluides (§ 88), il faut conclure de ce fait que l'équilibre ne pourrait avoir de stabilité, malgré l'égalité de force élastique, de part et d'autre d'une surface de séparation nette et tranchée entre les deux milieux. Une molécule d'hydrogène voisine de cette surface doit généralement éprouver deux actions ou pressions résultantes, l'une de la part du milieu homogène dont elle fait partie, l'autre provenant des molécules d'acide carbonique situées du côté opposé de la surface de séparation. Si ces deux actions étaient égales et contraires, la molécule d'hydrogène resterait en équilibre, et le mélange des gaz n'aurait pas lieu; puis donc que ce mélange s'opère, il faut en conclure que la différence des masses des dernières particules des

deux gaz considérés établit une inégalité, ou une sorte d'incommensurabilité, entre les deux actions résultantes dont il s'agit, qui faisant marcher la molécule d'hydrogène, dans un sens ou dans l'autre, trouble l'équilibre et force les gaz à se mélanger; jusqu'à ce qu'enfin les deux pressions exercées des deux côtés d'un élément plan, auquel appartient une molécule d'hydrogène, deviennent égales par une distribution symétrique des deux fluides de part et d'autre de l'élément plan, ou ce qui est la même chose jusqu'à ce que le mélange se soit fait en proportions égales.

C'est à une inégalité ou à une incommensurabilité du même genre que l'on doit attribuer la dissolution des gaz dans l'eau. Lorsqu'une atmosphère gazeuse est tout à coup mise en contact avec une masse d'eau purgée de tout gaz, elle lui communique d'abord sa pression; dans ce premier état, si l'on considère une molécule de gaz voisine de la surface libre du liquide, elle doit éprouver deux actions ou pressions résultantes, l'une de la part du milieu élastique, l'autre provenant des molécules d'eau; si ces deux actions de directions contraires étaient égales, la molécule de gaz considérée resterait en repos, et les fluides élastiques de l'atmosphère ne pénètreraient pas dans le volume occupé par le liquide; puis donc que cette pénétration a lieu, il faut en conclure que les deux actions dont il s'agit sont inégales ou incommensurables; d'où suit la nécessité que le gaz s'intercale entre les molécules d'eau, jusqu'à ce qu'une molécule de l'atmosphère, voisine de la surface libre, soit également sollicitée par la pression du milieu élastique, et par la résultante contraire que l'eau et les gaz dissous exercent sur elle.

Lorsqu'un espace vide de toute matière pondérable est offert à une masse d'eau, la vaporisation rapide qui s'opère alors, prouve que les molécules qui limitent cette masse éprouvent une action répulsive de la part des molécules inférieures. La gazéification des couches superficielles a lieu, jusqu'à ce qu'une molécule de la surface libre du liquide soit également sollicitée par la pression de la vapeur formée, et par la résultante contraire des actions que le liquide exerce sur elle. Dans cet état d'équilibre, une molécule de vapeur voisine de la surface libre éprouve pareillement deux pressions égales et contraires: c'est, pour cette molécule, comme si le volume du liquide était occupé par de la vapeur de même tension que celle située au-dessus. L'intensité de ces pressions contraires et égales, qui sollicitent les molécules d'eau ou de vapeur près de la surface de séparation, ou la tension, augmente d'ailleurs avec l'énergie de la chaleur.

Si l'espace limité offert à la masse d'eau supposée contient des gaz, les pressions étant transmises, l'équilibre du système ne pourrait subsister qu'autant que les molécules d'eau et de gaz, voisines de la surface de séparation, seraient chacune sollicitées par des actions résultantes égales, provenant des deux milieux. Mais en vertu des différences de masse et de l'état des dernières particules, ces actions ne peuvent se détruire mutuellement; les gaz pénétreront donc dans le liquide, et les couches superficielles de ce dernier milieu se vaporiseront en pénétrant dans le premier, jusqu'à ce qu'une molécule d'eau ou de gaz près de la surface libre éprouve deux sommes d'actions égales, de la part des milieux hétérogènes formés par ce double mélange. Il résulte de l'incommensurabilité des actions exercées entre des molécules de même espèce et entre celles d'espèces différentes, que l'équilibre définitif est identique à la surperposition de deux états d'équilibre différents, celui du liquide et de la vapeur seuls, celui du gaz dans le liquide et dans l'atmosphère superposée. Cette identité ne prouve pas que la vapeur d'eau n'exerce aucune action moléculaire sur les gaz de l'atmosphère, et réciproquement; tout ce qu'on doit en conclure, c'est qu'à la surface de séparation une molécule de vapeur, déjà également pressée par le liquide seul et par la vapeur répandue dans l'atmosphère, éprouve en outre deux actions égales de la part des gaz superposés au liquide, et de celle des gaz dissous; et ensuite qu'une molécule gazeuse au même lieu, en équilibre sous les seules actions des gaz libres et dissous, est en outre sollicitée également par le liquide et par la vapeur.

Ces considérations théoriques supposent, il est vrai, que des molécules de substances différentes, non susceptibles de se combiner chimiquement, exercent néanmoins les unes sur les autres des actions mécaniques à distance, lorsqu'elles sont suffisamment rapprochées. Mais les phénomènes capillaires, ceux de la cohésion entre corps différents, la transmission des pressions des gaz aux solides et aux liquides qui les entourent, prouvent l'existence de ces actions. Il serait d'ailleurs impossible de concevoir, sans les admettre, le temps appréciable que les gaz emploient à se mélanger entre eux ou avec les liquides, celui que la vapeur met à saturer un espace limité contenant des gaz; car si les mouvements d'un fluide élastique sont gênés par la présence des molécules d'une substance étrangère, il faut nécessairement que ce fluide soit sollicité par des forces émanées de ces molécules, qui puissent retarder ou modifier son mouvement.

Lois de l'évaporation.

372. Le phénomène de l'évaporation n'est donc qu'une conséquence de l'incommensurabilité des actions exercées près du contact, entre les gaz de l'atmosphère et les masses d'eau existant à la surface de la terre, laquelle exige, pour que l'équilibre puisse être atteint, que l'eau se vaporise et que les gaz pénètrent dans les masses liquides. Or une molécule de vapeur, voisine de la surface de l'eau, ne peut éprouver que deux actions résultantes égales et contraires, de la part des gaz libres et de celle des gaz dissous, mais elle est en outre sollicitée par la tension du liquide seul, et par celle opposée de la vapeur déjà répandue dans l'atmosphère. Elle restera donc en équilibre si l'atmosphère est saturée, ou si ces deux tensions contraires sont égales. Elle se mélangera avec les gaz si l'atmosphère n'est pas saturée, c'est-à-dire si la tension du liquide, ou de sa vapeur à saturation, surpasse celle de la vapeur déjà mélangée.

Dalton a reconnu que dans un air tranquille, ou animé d'une vitesse constante, la quantité de vapeur formée dans le même temps est proportionnelle à la tension maxima de la vapeur pour la température régnante, si l'air est sec, et à la différence entre cette tension maxima et celle de la vapeur contenue dans l'air, s'il est humide. Cette loi générale est une conséquence évidente de la théorie qui vient d'être exposée. Il suit évidemment de la même théorie que le mélange de la vapeur avec l'air atmosphérique doit s'opérer suivant les mêmes lois que celui de deux fluides élastiques différents. Ainsi pour se rendre compte des circonstances qui favorisent l'évaporation, il faut considérer la vapeur comme un fluide élastique qui se mêle à l'air.

L'expérience prouve qu'une moindre densité de l'air augmente la rapidité de l'évaporation; c'est par la même raison que l'hydrogène, le moins dense ou le plus poreux de tous les gaz, se mélange plus rapidement à l'air que l'acide carbonique. Le mouvement facilitant le mélange des gaz doit aussi favoriser l'évaporation, et en effet, toutes choses égales d'ailleurs, une masse d'eau se dissipe d'autant plus vite dans l'atmosphère que l'air est plus agité. L'évaporation est très-rapide sur les montagnes élevées; ce qui tient au peu d'humidité de l'atmosphère à ces grandes hauteurs, et surtout à la moindre densité de l'air.

Maximum du froid produit par l'évaporation.

373. Le froid produit par l'évaporation, ou plutôt la quantité de chaleur sensible enlevée à la masse liquide, doit être évidemment proportionnelle à la quantité de vapeur formée. L'abaissement de température qui en résulte atteint son maximum lorsque le rayonnement, et surtout le contact du milieu, restituent au liquide une

quantité de chaleur égale à celle que lui enlève la vapeur qui se forme. D'où il est facile de conclure que lorsque l'évaporation a lieu sur toute la surface qui rayonne le calorique, et qui est en contact avec le milieu, l'abaissement maximum reste le même, quelles que soient les masses du liquide et des corps qui participent à son refroidissement, et aussi quelle que soit la vitesse du courant d'air. Ces circonstances n'ont d'autre effet que d'accélérer ou de retarder l'instant où s'établit le maximum d'abaissement, dont la valeur ne dépend conséquemment que de la température, qui tend à augmenter la tension de la vapeur dégagée, et son excès sur celle de la vapeur déjà contenue dans l'air. On remarque en effet que plusieurs thermomètres de dimensions différentes, dont les boules sont entourées de linge ou de papier mouillé, indiquent le même abaissement lorsque la température et l'état hygrométrique de l'air extérieur restent les mêmes, que cet air soit plus ou moins agité.

M. Gay-Lussac a déterminé plusieurs éléments d'une table donnant le maximum d'abaissement correspondant à différentes températures, lorsque l'évaporation a lieu dans un air parfaitement sec. Le mode d'expérience qu'il a employé consiste à faire passer dans un tube un courant d'air sec, qui puisse y rencontrer successivement les boules de deux thermomètres, le premier à boule nue, indiquant la température du courant, et le second dont la boule est recouverte d'une éponge mouillée, indiquant le maximum d'abaissement correspondant. Lorsque le courant a pour température 0°, 10°, 20°, 30°, l'abaissement produit est de 5°,85; 8°,97; 12°,73; 16°,74.

374. En se fondant sur ces résultats, on peut déduire avec assez d'exactitude l'état hygrométrique de l'air, d'un hygromètre imaginé par Leslie, qui n'est autre chose qu'un thermomètre différentiel dont les deux boules sont rapprochées, leur éloignement n'étant pas nécessaire dans ces nouvelles circonstances. Une des boules est recouverte d'un linge, dont on entretient l'humidité au moyen d'un vase plein d'eau, dans lequel plonge un faisceau de fils qui s'abaisse ensuite sur le linge, la seconde boule est aussi recouverte d'un linge sec, afin que son opacité la place dans les mêmes circonstances que la première, par rapport à la chaleur rayonnante. Soient t la température de l'air; t' la température déduite de l'indication de l'instrument; t'' celle obtenue par l'évaporation dans l'air sec, pour le même point de départ, et que donnerait la table dont nous venons de parler; f, f', f'', les tensions maxima de la vapeur aux tempéra-

Hygromètre de Leslie.

FIG. 191.

tures t, t', t''; enfin x l'élasticité de la vapeur qui se forme pendant l'expérience, ou l'excès de sa tension propre sur celle de la vapeur contenue dans l'air. On aura $x : f'' :: t - t' : t - t''$, proportion qui fera connaître x; et l'état hygrométrique de l'air sera alors donné par la fraction $\frac{f'-x}{f}$.

En effet, si y est la force élastique de la vapeur d'eau existant dans l'air, qui a la température t lors de l'expérience, y sera moindre que f', puisque l'eau s'évapore quoique ayant la température t'. On aura ainsi $x = f' - y$, et d'après la loi de Dalton, la quantité de vapeur qui se formera dans l'unité de temps sera proportionnelle à x; la quantité de chaleur enlevée par cette vapeur dans l'unité de temps sera donc aussi proportionnelle à x; elle sera d'ailleurs égale à celle restituée dans le même temps par le rayonnement et par le contact du milieu, que l'on peut regarder comme proportionnelle à $(t - t')$, lorsque l'instrument indique la température stationnaire t'. Si l'air était sec l'instrument descendrait à la température t''; la quantité de vapeur formée dans l'unité de temps serait alors proportionnelle à f''; la chaleur perdue suivrait le même rapport; elle serait en outre égale à celle restituée par le rayonnement et le contact du milieu, laquelle serait proportionnelle à $(t - t'')$. On doit donc poser la proportion $x : f'' :: t - t' : t - t''$, et l'équation $\frac{y}{f} = \frac{f'-x}{f}$. La différence $(t - t')$ est donnée immédiatement par le thermomètre différentiel, t par un thermomètre ordinaire placé dans le lieu de l'expérience, t'' par la table des abaissements de M. Gay Lussac, f, f', f'', par celle des forces élastiques de la vapeur d'eau. Au lieu de l'instrument de Leslie on pourrait se contenter d'un thermomètre ordinaire, en enveloppant sa boule d'une étoffe humide, et en le faisant tourner rapidement dans l'air, jusqu'à ce qu'il indiquât un maximum d'abaissement.

Applications du froid dû à l'évaporation.

375. Pour que le froid produit par l'évaporation puisse persister, il faut qu'il y ait formation de vapeur; d'où il suit que l'évaporation dans l'air ne pourra jamais produire un froid inférieur à la température à laquelle cet air serait saturé de vapeur, et que conséquemment le froid dû à l'évaporation ne saurait déterminer une précipitation d'humidité. On emploie dans l'Orient, pour se procurer de l'eau à quelques degrés au-dessous de la température de l'air, des vases de terre poreux, appelés *alcarazas;* l'eau qui s'évapore à leur surface produit un abaissement de température, dont le maximum ne dépend pas de l'agitation de l'air, qui ne fait qu'accélérer l'effet sans influer sur le résultat. Dans les Indes orientales on rafraîchit l'air des appartements, en plaçant dans le trajet

qu'il doit parcourir pour y arriver, des branches qu'on entretient humides par une aspersion convenable.

376. Les nuages sont formés par la précipitation de l'eau évaporée à la surface de la terre ; ils forment un état intermédiaire entre l'eau liquide et l'eau à l'état gazeux, auquel on donne le nom de vapeur vésiculaire. On peut observer cet état, en plaçant devant une fenêtre un liquide fortement coloré en brun et en ébullition, tel, par exemple, qu'une dissolution de café; on voit alors de petits ballons qui se meuvent avec rapidité dans tous les sens, en obéissant aux courants qui s'établissent dans l'air. On peut conclure que ces vésicules sont creuses, de ce qu'elles ne donnent pas lieu au phénomène de l'arc-en-ciel. La vapeur vésiculaire ne se forme pas dans la vapeur pure, mais toujours dans un espace contenant des gaz permanents. Des nuages.

L'air, comme tous les fluides élastiques, se laisse traverser par la chaleur rayonnante ; l'eau la transforme en grande partie en chaleur obscure ; il suit de là que l'air renfermé dans les vésicules, ou plutôt l'air qui est en contact avec elles et les entoure, peut avoir une température plus élevée que l'air extérieur aux nuages, qui n'est pas disposé comme le premier pour absorber la chaleur rayonnante; ainsi la densité moyenne d'un nuage peut être inférieure ou égale à celle de l'air environnant. A cette première cause se joint la résistance que le frottement de l'air opposerait à la chute des vésicules, ou la difficulté qu'éprouverait ce fluide à se tamiser entre elles, pour donner une explication satisfaisante de la suspension des nuages dans l'atmosphère.

D'après cette explication, lorsque la température vient à diminuer, les nuages doivent se rapprocher de la surface de la terre, et c'est en effet ce que confirme l'observation. Les variations de grandeur que l'on remarque dans les nuages, et qui les font souvent grossir et diminuer rapidement, sont évidemment produites par les changements qui surviennent dans la température et l'état hygrométrique de l'atmosphère, lorsque les vents amènent de divers climats des masses d'air chaudes ou froides, sèches ou humides, et que l'intensité de la chaleur solaire augmente ou diminue, par la marche ascendante ou descendante de l'astre au-dessus de l'horizon.

La quantité de vapeur vésiculaire, ou la masse des nuages qui se forment annuellement dans un lieu donné, dépend de la quantité moyenne d'eau que l'atmosphère peut y contenir; elle doit donc être plus grande en général dans les pays chauds. Cette conséquence est vérifiée par ce fait, que la quantité de pluie que forme annuel-

lement la condensation des nuages, est en général d'autant plus grande que la latitude est moindre. Toutefois plusieurs circonstances locales, telles que la nature et l'élévation du sol, le voisinage des montagnes, des forêts ou de la mer, sont autant de causes accidentelles qui modifient ces résultats.

De la pluie. 377. Lorsque les nuages sont très-chargés d'humidité, un nouveau progrès dans le refroidissement de l'air, ou dans son état thermométrique, détermine la précipitation de la vapeur vésiculaire à l'état de pluie; le mode de transformation des vésicules en gouttes d'eau, qui a lieu lors de cette précipitation, n'est pas bien connu. Il existe souvent dans l'atmosphère, à des hauteurs différentes, des courants d'air dirigés en sens inverse l'un de l'autre, et à des températures différentes; lorsqu'ils viennent à se mélanger, ils prennent une température intermédiaire, et s'ils sont tous deux très-voisins de l'état de saturation, il doit en résulter la précipitation d'une certaine quantité de vapeur, soit à l'état de vapeur vésiculaire, soit même à l'état de pluie.

En effet, considérons le cas général où deux volumes d'air v et v' qui se mélangent seraient saturés de vapeurs, ayant des tensions maxima y et y', aux températures différentes t et t'; soient T la température du mélange et Y la tension maxima de la vapeur d'eau à cette température. Les températures t, t', T étant toujours comprises entre des limites très-rapprochées, on peut négliger, comme fort petites, les corrections dues à la dilatation de l'air et à la variation de sa chaleur spécifique sous volume constant; d'après cela, on peut prendre pour la force élastique que la vapeur tendra à conserver dans le mélange, l'expression $\frac{vy + v'y'}{v + v'}$ et pour la température T la fraction $\frac{vt + v't'}{v + v'}$.

Imaginons maintenant la courbe dont les abscisses seraient proportionnelles aux températures, et les ordonnées aux forces élastiques de la vapeur d'eau. Toutes les tables, qui lient ces deux éléments, s'accordent à indiquer que les tensions maxima de la vapeur d'eau croissent suivant une progression plus rapide que les températures, ou que leurs différences secondes sont positives; la courbe proposée tourne donc sa convexité vers l'axe des abscisses. Soient
Fig. 192. alors m et m', les deux points de cette courbe dont les abscisses sont t et t'; si l'on partage la corde mm', au point n en deux parties nm' et nm, qui soient entre elles dans le rapport inverse de v et v', de manière qu'on ait la proportion $mn : nm' :: v' : v$, il est aisé de voir que les coordonnées Aq et nq de ce point n seront $Aq = \frac{vt + v't'}{v + v'}$ et $nq = \frac{vy + v'y'}{v + v'}$; d'un autre côté l'ordonnée nq cou-

pera la courbe en un point M dont l'ordonnée sera évidemment Y; or, d'après la forme de la courbe, on a évidemment $nq > Mq$, ou $\frac{\nu y + \nu' y'}{\nu + \nu'} > Y$.

Ainsi la tension moyenne, que la vapeur tend à conserver dans le mélange, est plus grande que la tension maxima que ce même mélange peut admettre à la température qu'il doit posséder. On doit conclure de là que toutes les fois que deux masses d'air, saturées de vapeurs à deux températures différentes, viendront à se mélanger, il y aura nécessairement précipitation de vapeur, et cela quel que soit le rapport de ces masses. Telle est sans doute la cause la plus générale de la formation des nuages et de la pluie.

On évalue la quantité de pluie qui tombe chaque année, en la supposant répartie régulièrement sur le sol, et estimant l'épaisseur de la couche qu'elle y formerait si elle n'y pénétrait pas. On se sert à cet effet d'un vase cylindrique à fond plat et horizontal, appelé *udomètre*, au-dessus duquel est un entonnoir dont l'orifice supérieur a les mêmes dimensions en largeur que la base du cylindre; un tube de verre sort du fond de ce vase, et se recourbe dans l'air, pour indiquer le niveau intérieur. On a trouvé de cette manière que la quantité d'eau qui tombe chaque année dans un même lieu n'est pas constante, et qu'elle peut varier du simple au double; que ce qu'on appelle communément une année pluvieuse, c'est-à-dire une année où il a plu fréquemment, n'est pas toujours celle où il est tombé le plus d'eau, car il suffit quelquefois d'un seul orage pour donner plus de la moitié de l'eau annuelle. Si l'udomètre est placé à une certaine hauteur au-dessus de la surface de la terre, on obtient un résultat moindre que lorsqu'il est à la surface même; on peut expliquer ce fait, en remarquant que l'air est en général plus froid à mesure que l'on s'élève dans l'atmosphère, et que les gouttes de pluie, apportant dans les couches d'air inférieures une température plus basse que la leur, peuvent y déterminer une nouvelle précipitation d'eau.

FIG. 193.

En général la quantité d'eau annuelle déduite comme moyenne d'un grand nombre d'années, est d'autant plus grande que le lieu de l'observation est plus près de l'équateur. Cependant il y a des pays chauds, tels que la basse Égypte, où il pleut très-peu; ce qui tient probablement à la nature sablonneuse du terrain, qui s'échauffe beaucoup par la chaleur solaire, et s'oppose à la précipitation des nuages. A Paris, latitude à peu près moyenne, il tombe annuellement environ 18 à 20 pouces d'eau.

378. La *neige* paraît due à la congélation de l'eau de l'atmosphère, De la neige.

au moment même de sa précipitation par le refroidissement de l'air. Les formes très-variées des flocons de neige présentent toutes une cristallisation régulière, en aiguilles très-fines réunies par des facettes secondaires, et cette agglomération ne saurait avoir lieu par la congélation des gouttes d'eau, quelque fines qu'elles fussent. En général lorsque la température de l'air est de beaucoup inférieure à zéro degré, dans le lieu où la vapeur d'eau se précipite, elle passe immédiatement de l'état gazeux à l'état solide; et ce passage se faisant lentement et par petites masses, les solides formés présentent tous les caractères des cristaux.

Dans les contrées du Nord, par un froid d'au moins 10 à 12 degrés au-dessous de zéro, l'atmosphère dépourvue de nuages est presque constamment parsemée de très-petites aiguilles de glace ou de neige visibles à l'œil nu, et qui, réfractant ou réfléchissant la lumière solaire, plus régulièrement et en plus grande quantité dans de certaines directions que dans d'autres, donnent lieu aux phénomènes des halos et des parhélies. Pendant l'hiver de ces climats rigoureux, les vapeurs épaisses qui s'élèvent des cheminées, ou des trous formés dans la glace des fleuves, se précipitent immédiatement, non à l'état de pluie, mais en aiguilles glacées.

La *grêle* de petites dimensions est sans doute le résultat de la congélation des gouttes de pluie toutes formées. Quant aux grêlons d'un très-gros volume, leur formation paraît se rattacher à l'électricité.

De la rosée. 379. La découverte de la cause véritable du phénomène de la rosée, due au docteur Wells, et qui ne date que du commencement de ce siècle, est un des progrès les plus féconds que la physique ait encore faits; elle a eu une grande influence sur la météorologie, en groupant sous une même explication une multitude de faits isolés, et la théorie physique de la chaleur a trouvé dans cette explication une vérification importante de la plupart de ses lois. Il convient de développer avec quelques détails la part que l'observation et l'expérience ont eue dans cette découverte, qui paraît avoir tracé la meilleure marche à suivre dans l'étude des phénomènes naturels, si l'on veut parvenir à démêler leurs causes physiques.

Les circonstances les plus favorables au dépôt de la rosée sur les corps situés à la surface de la terre, sont la pureté du ciel et l'absence complète de vent. Ce dépôt n'a jamais lieu sous un ciel couvert, lorsque l'air est très-agité. La rosée ne s'observe que la nuit; elle est moins abondante avant minuit que durant les heures qui précèdent le lever du soleil. Elle est plus fréquente au printemps,

et surtout en automne qu'en été. Dans un même lieu, les courants qui amènent l'air des contrées où se trouvent de grandes masses d'eau favorisent la formation de la rosée; à Paris ce sont les vents du sud et de l'ouest.

La rosée ne se dépose pas sur tous les corps en quantités égales ou proportionnellement à leurs surfaces. L'herbe et les feuilles, le bois, le papier, le verre, se couvrent abondamment de rosée, tandis que les substances métalliques placées dans les mêmes circonstances restent sèches ou sont très-peu mouillées. Parmi les métaux, le fer, l'acier, le zinc, le plomb, sont quelquefois humides; l'or, l'argent, le cuivre, l'étain, sont toujours secs; les premiers se recouvrent d'autant plus de rosée qu'ils sont moins polis. L'état de division mécanique influe aussi sur le dépôt humide : les copeaux s'humectent plus que le bois; les flocons de filasse, de coton et de laine, augmentent plus de poids que le linge et le drap. Cette inégalité du dépôt de la rosée sur différents corps suffisait pour détruire l'ancienne explication de ce phénomène, qui l'attribuait au refroidissement de l'atmosphère; car cette explication conduisait nécessairement à conclure que l'eau, provenant de la vapeur précipitée, devait tomber par quantités égales et indifféremment sur toutes les surfaces.

La rosée est d'autant plus abondante, dans un point situé à la surface de la terre, qu'on peut y apercevoir une plus grande étendue du ciel, non masquée par les corps environnants. Ce résultat général a été conclu par M. Wells d'un grand nombre d'expériences et d'observations. De deux flocons de laine du même poids, l'un placé sous une planche ou au fond d'un long tube opaque vertical et ouvert par le haut, l'autre dans un lieu voisin non abrité, le premier s'est beaucoup plus humecté que le second. Le dépôt humide est sensiblement moindre et souvent nul sur les plantes situées sous les arbres ou près d'un édifice. La rosée est plus abondante sur le sommet des collines que dans les vallées.

380. Il résulte des observations précédentes, que la nature des corps et l'état de leurs surfaces, qui favorisent le plus la précipitation de l'humidité, sont en rapport direct avec leur plus grande faculté rayonnante; et que la quantité d'eau accumulée est d'autant plus grande que moins de corps voisins peuvent restituer par échange une portion de la chaleur perdue par le rayonnement. Ce rapprochement conduisit le docteur Wells à penser que les corps à la surface de la terre se refroidissaient pendant la nuit, plus ou moins suivant leur nature et leur position; et que ce refroidissement préalable pouvait être la cause immédiate du dépôt de la rosée

Du refroidissement des corps avant la rosée.

sur leur surface, comme de celui qui s'opère sur les vitres des appartements, ou sur la boule noircie de l'hygromètre de Daniel. Des expériences nombreuses ont confirmé cette conjecture et cette explication.

Dans les nuits les plus favorables à la production du phénomène, des thermomètres placés sur l'herbe, et en contact avec les corps où la rosée devait se déposer de préférence, ont toujours indiqué une température plus basse de 4, 5, 6 et même 8° que celle indiquée par un thermomètre exposé dans l'air à quelques pieds au-dessus du sol. Dans ces circonstances, lorsqu'un nuage vient à passer au zénith, les thermomètres inférieurs montent rapidement, et leurs indications se rapprochent beaucoup de la température de l'air. Le même effet est produit quand on place un écran opaque, soit horizontalement au-dessus, soit verticalement à côté d'un des thermomètres qui touchent le sol. Loin de tout abri les métaux se refroidissent rarement de 1 ou 2°; la température des substances organiques, du papier, du verre, descend ordinairement de 4 à 8°. Toutes choses égales d'ailleurs, à l'entrée d'une nuit sereine, un thermomètre à boule nue, placé au-dessus du sol, se refroidit plus qu'un thermomètre dont la boule est recouverte d'une feuille métallique.

Il est donc certain que le phénomène de la rosée est précédé par le refroidissement des corps qu'elle recouvre. Ce refroidissement est par conséquent la cause immédiate de la précipitation de la vapeur contenue dans l'air, dont les couches inférieures se refroidissent par leur contact avec des surfaces devenues plus froides. C'est ce qui fait que toutes les circonstances qui tendent à accroître l'humidité de l'air favorisent la formation de la rosée. Un faible courant d'air venant d'une mer, d'un lac, d'un fleuve, où l'évaporation a pu être active, est très-favorable; en Égypte, la rosée est beaucoup plus abondante par les vents du nord; en France, c'est par les vents du sud et de l'ouest. Néanmoins un vent trop violent s'oppose au dépôt de l'humidité, parce que les couches d'air, en passant rapidement sur les corps refroidis, les échauffent par contact, sans que leur propre température ait le temps de beaucoup s'abaisser; d'ailleurs la grande agitation de l'air excitant l'évaporation gazéifierait la rosée s'il s'en était déposé.

Du rayonnement nocturne.

381. Il fallait trouver la cause du refroidissement de la surface de la terre. Les abaissements de température, constatés plus forts dans les corps dont le pouvoir rayonnant est plus grand et dans ceux qui sont exposés à une plus grande étendue d'un ciel pur, plus fai-

bles au contraire lors de la présence des nuages ou dans le voisinage d'un abri, conduisirent M. Wells à attribuer le refroidissement préalable dont il s'agit à un échange inégal de chaleur fait par le rayonnement, entre les corps échauffés ainsi que l'air par l'insolation au jour précédent, et les régions supérieures de l'atmosphère ou même l'espace planétaire. Il est en effet facile de se convaincre qu'il n'y a aucune des circonstances, reconnues favorables ou nuisibles à l'abaissement de température observé, et par suite à la quantité de rosée, qui ne soit parfaitement expliquée par cette cause de refroidissement.

Par exemple, si lorsque le ciel est couvert de nuages on n'observe pas sensiblement de rosée, c'est que les corps de la surface de la terre, qui rayonnent vers les nuages, reçoivent en échange des quantités de chaleur presque égales à celles qu'ils ont émises, ce qui n'a pas lieu lorsque le rayonnement est libre vers les hautes régions de l'atmosphère, beaucoup plus froides que sa partie inférieure; car les corps peuvent alors être considérés comme situés dans une enceinte dont les différentes parties sont inégalement échauffées.

D'ailleurs des expériences directes prouvent qu'il y a perte de chaleur lors du rayonnement qui s'opère durant une nuit sereine. Si l'on fait rayonner un corps plus particulièrement vers telle ou telle partie de l'atmosphère, l'abaissement de sa température est d'autant plus grand que cette portion est plus voisine du zénith, parce que l'épaisseur des couches chaudes de l'atmosphère, qui peuvent échanger leur chaleur avec le corps, va en diminuant à mesure que la direction du rayonnement s'approche de la verticale. On peut observer ce fait à l'aide d'un thermomètre différentiel formé de deux boules réunies par un tube droit; l'une des boules est placée dans une enveloppe en cuivre pour la préserver du rayonnement, l'autre est au foyer d'un miroir parabolique ou sphérique, dont on incline successivement l'axe vers différents points du ciel. Si lors de cette expérience un nuage vient à passer dans la direction de l'axe du miroir, la boule focale se réchauffe instantanément. Ces faits s'expliquent de la même manière que la réflexion apparente du froid (§ 253). FIG. 194.

382. Plusieurs phénomènes ont les mêmes causes que celui de la rosée. La gelée blanche est due à la congélation du dépôt humide, lorsque les progrès du refroidissement des corps sur lesquels il s'opère les ont amenés à des températures inférieures à 0°. Quand on observe ce phénomène, un thermomètre à surface métallique indique ordinairement dans l'atmosphère 3, 4 ou 5° au-dessus de De la gelée blanche.

zéro ; preuve nouvelle que le dépôt gelé est dû au refroidissement préalable des surfaces qui en sont recouvertes ; d'ailleurs, à mesure que ce refroidissement augmente, la gelée devient plus abondante. Les jardiniers ont remarqué qu'il ne se déposait pas de gelée sur des plantes abritées par un clayonnage assez lâche, situé horizontalement à 5 ou 6 pieds au-dessus du sol ; cet abri agit évidemment en préservant les corps de l'influence du rayonnement vers les régions de l'atmosphère voisines du zénith.

Dans les campagnes, on donne le nom de lune rousse à celle de la fin d'avril et du commencement de mai ; cette dénomination résulte de ce que, si la lune apparaît à cette époque, c'est-à-dire si le ciel est pur, il arrive souvent que les bourgeons et les feuilles rougissent ; tandis que si la lune reste toujours invisible ou masquée par des nuages, on ne remarque aucune désorganisation dans les végétaux. Mais l'influence de la lune est tout-à-fait nulle dans ces circonstances ; son apparition constate uniquement que la sérénité du ciel, et le refroidissement qui en est la suite, peuvent occasionner des gelées destructives, surtout à une époque de l'année où la température moyenne du jour est très-basse.

Effets divers produits par le rayonnement nocturne.

383. On peut encore attribuer aux pertes de chaleur par rayonnement le fait, généralement observé, que la rigueur de l'hiver se fait principalement sentir pendant la nuit, lorsque l'atmosphère est dépourvue de nuages ; et que le froid est au contraire moins vif par un temps couvert, et dans les lieux abrités par des arbres ou entourés d'édifices. Dans l'hiver rigoureux de 1794, les vignes de la Bourgogne furent presque toutes gelées ; mais celles qui étaient plantées d'arbres fruitiers furent préservées. M. Arago a recueilli plusieurs observations desquelles il résulte que le refroidissement nocturne accélère la congélation des rivières : la Seine fut prise en 1762 à la suite de six jours de gelée ; les nuits étaient sereines, et la température moyenne étant de — 3°, 9, le maximum de froid fut dans l'air de — 9°, 7 ; cependant en 1748, la Seine ne fut pas gelée après huit jours nuageux, quoique la température moyenne fût de — 4°, 5 et le maximum de froid de — 12° ; la hauteur des eaux était la même aux deux époques.

Dans l'Inde on obtient de la glace en exposant pendant la nuit, dans un endroit un peu abrité des courants d'air horizontaux, des vases larges, peu profonds et remplis d'eau, lorsque, le ciel étant serein, la température de l'atmosphère n'est que de 7 à 8° au-dessus de zéro. Cette congélation est évidemment due au refroidissement de l'eau des vases, occasionné par le rayonnement nocturne. Dans les

plaines du Nord, la neige qui recouvre le sol atteint une épaisseur de plusieurs pieds, même aux lieux où il en est peu tombé de l'atmosphère; il n'y a que les dépôts formés pendant les nuits, le plus souvent belles dans ces climats, qui puisse expliquer cette accumulation. C'est sans doute de cette manière que se forment la neige et la glace sur les pics élevés des chaînes de montagnes.

384. Les brouillards sont dus au refroidissement de l'atmosphère, qui détermine la formation d'un véritable nuage. Ceux qu'on remarque souvent sur les grandes masses d'eau sont dus à la condensation immédiate de la vapeur qui s'en élève; l'observation a appris en effet que, quand cette espèce de brouillard paraît, l'eau a une température plus élevée que l'air. Lors du dégel dans les climats froids, il se forme aussi des brouillards par le mélange de l'air chaud de l'atmosphère avec les couches qui se sont refroidies par leur contact avec la neige à la surface de la terre, ou avec la glace qui couvre les lacs et les fleuves. Cependant on observe quelquefois des brouillards presque secs dans les circonstances les plus opposées à celles qui président à la formation des brouillards ordinaires; ce singulier phénomène est encore inexpliqué. Des brouillards.

FIN DU PREMIER VOLUME.

TABLE DES MATIÈRES

DU PREMIER VOLUME.

PREMIÈRE LEÇON.

DES CORPS.

DEUXIÈME LEÇON.

PESANTEUR.

TROISIÈME LEÇON.

PRESSIONS HYDROSTATIQUES.

QUATRIÈME LEÇON.

BAROMÈTRE.

CINQUIÈME LEÇON.

ÉLASTICITÉ DES GAZ.

SIXIÈME LEÇON.

PESANTEURS SPÉCIFIQUES.

SEPTIÈME LEÇON.

CORPS SOLIDES.

HUITIÈME LEÇON.

PHÉNOMÈNES CAPILLAIRES.

NEUVIÈME LEÇON.

TEMPÉRATURES.

DIXIÈME LEÇON.

DILATATIONS.

ONZIÈME LEÇON.

THERMOMÈTRE A AIR.

DOUZIÈME LEÇON.

USAGE DES DILATATIONS.

TREIZIÈME LEÇON.

CHALEUR RAYONNANTE.

QUATORZIÈME LEÇON.

CORPS DIATHERMANES.

QUINZIÈME LEÇON.

ÉQUILIBRE DE TEMPÉRATURE.

SEIZIÈME LEÇON.

CONDUCTIBILITÉ.

DIX-SEPTIÈME LEÇON.

LOIS DU REFROIDISSEMENT.

DIX-HUITIÈME LEÇON.

CHALEURS SPÉCIFIQUES.

DIX-NEUVIÈME LEÇON.

TENSIONS DES VAPEURS.

VINGTIÈME LEÇON.

PROPRIÉTÉS DES VAPEURS.

VINGT-UNIÈME LEÇON.

CHALEURS LATENTES.

VINGT-DEUXIÈME LEÇON.

SOURCES DE CHALEUR.

VINGT-TROISIÈME LEÇON.

HYGROMÉTRIE.

VINGT-QUATRIÈME LEÇON.

MÉTÉORES AQUEUX.

FIN DE LA TABLE DES MATIÈRES.

COURS
DE PHYSIQUE

DE

L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE,

Par G. Lamé,

INGÉNIEUR DES MINES, PROFESSEUR A L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE.

TOME DEUXIÈME.

ACOUSTIQUE. — THÉORIE PHYSIQUE DE LA LUMIÈRE.

BRUXELLES,

MELINE, CANS ET COMPAGNIE.

LIBRAIRIE, IMPRIMERIE, FONDERIE.

—

1837.

COURS
DE PHYSIQUE.

VINGT-CINQUIÈME LEÇON.

De l'acoustique. — Définition et qualités du son. — Divisions de l'acoustique. — Vibrations des corps sonores. — Cordes vibrantes. — Lames élastiques. — Plaques vibrantes. — Timbres et cloches. — Lignes et surfaces nodales. — Vibrations communiquées. — Vibrations des liquides; Sirène.

Objet de l'acoustique.

385. Les effets de la chaleur, les propriétés générales des solides, des liquides et des gaz, concourent à prouver que tout corps pondérable est composé de molécules matérielles, maintenues à distance les unes des autres, par des forces attractives et répulsives. Lorsque cet état statique est troublé momentanément par un choc extérieur, plusieurs phénomènes dynamiques se succèdent, avant que le corps rentre en repos intérieurement. Sous l'influence du choc les molécules se rapprochent ou s'éloignent, et tendent vers un nouvel état d'équilibre. Mais quand la cause extérieure cesse d'agir, les molécules ne tardent pas à revenir vers leurs positions primitives; elles font, autour de ces positions, des oscillations isochrones, dont l'amplitude va en diminuant, par la perte de force vive qui résulte de la communication du mouvement vibratoire aux corps ou aux milieux voisins. Lorsque ces mouvements oscillatoires peuvent se transmettre à l'organe de l'ouïe, par l'intermédiaire d'un fluide élastique, il en résulte la sensation particulière appelée *son*. La partie de la physique qui s'occupe de ce genre de phénomènes, et des sensations qu'ils produisent, porte le nom d'*acoustique*.

Différence entre le bruit et le son.

386. Il ne suffit pas que les molécules d'un corps solide, et par suite celles de l'air, soient ébranlées, pour produire un son distinct; car en frappant sur le bois ou la pierre, on entend un bruit qu'il

est impossible de comparer avec exactitude à d'autres sons. La différence qui existe entre le bruit et le son tient au nombre et à l'irrégularité des oscillations : si leur nombre est très-petit, l'oreille n'a pas le temps de distinguer le son produit ; si elles se succèdent d'une manière irrégulière, la comparaison du son est encore impossible. Dans ces deux cas il n'y a que bruit.

Qualités du son.

387. L'oreille distingue dans un son musical, c'est-à-dire dans un son que l'on puisse comparer à d'autres sons, trois qualités particulières : 1° la hauteur, c'est-à-dire l'acuité ou la gravité ; 2° la force ou l'intensité ; 3° enfin une qualité dont l'origine est encore peu connue, et qu'on appelle le *timbre*.

Hauteur du son.

On peut compter très-exactement le nombre des vibrations exécutées par un corps sonore dans un temps donné, au moyen de plusieurs appareils que nous décrirons par la suite. On a ainsi reconnu que le son est d'autant plus aigu, que le nombre des vibrations qui le produisent est plus grand dans le même temps. Le nombre des vibrations qui se succèdent pendant une seconde peut donc être pris pour la mesure du son. Il paraît exister deux limites entre lesquelles un son doit être compris pour que l'oreille puisse le distinguer. En général, lorsque le nombre des vibrations est audessous de 30 à 32 par seconde, le son est trop grave pour être perceptible ; et quand ce nombre dépasse 10000 à 12000 par seconde, le son devient ordinairement trop aigu pour que l'oreille en éprouve la sensation distincte. Nous indiquerons par la suite plusieurs causes accidentelles qui peuvent faire varier ces limites.

Intensité du son.

L'intensité du son dépend de l'amplitude des oscillations, et non pas de leur nombre. Le même son peut conserver le même degré de gravité ou d'acuité, et prendre une intensité plus ou moins grande par la variation de l'amplitude des vibrations qui le produisent. C'est ainsi qu'une même corde tendue donne successivement des sons d'intensités différentes, quand elle a été plus ou moins écartée de sa forme d'équilibre ; mais la durée des oscillations restant toujours la même, ces sons ont tous la même hauteur.

Timbre du son.

Enfin des sons, de même hauteur et de même intensité, peuvent avoir des timbres très-différents ; on ne confondra jamais le son d'une trompette et celui d'un violon, quoiqu'ils aient la même hauteur musicale, et que leurs oscillations aient la même amplitude. On a fait des conjectures assez vagues sur l'origine de cette qualité, qui tient probablement à plusieurs causes réunies qu'on ne peut encore que soupçonner.

Divisions de l'acoustique.

388. Les considérations qui précèdent étaient nécessaires pour

définir le son; mais afin de donner complétement la théorie physique de ce phénomène composé, il importe d'étudier en détail les circonstances qui l'accompagnent, ou les phénomènes simples et successifs qui le produisent. L'origine du son étant toujours l'état de vibration d'un milieu pondérable, il conviendra de constater d'abord l'existence de ce mouvement vibratoire, et de rechercher comment les lois qui régissent ce mouvement, dépendent de la nature et de la forme du corps sonore, de la fixité forcée de quelques-unes de ses parties, et du procédé qu'on emploie pour l'ébranler. Il faudra ensuite examiner de quelle manière les vibrations du corps sonore se communiquent aux milieux voisins, et se propagent dans l'air, pour atteindre l'organe qui perçoit la sensation. Les causes extérieures du son étant ainsi connues, on devra exposer le système usité pour comparer les sons, et les lois simples qui lient ce mode de comparaison avec les résultats fournis par la seule mesure du son que la physique puisse admettre, savoir : l'évaluation du nombre des vibrations exécutées par le corps sonore dans l'unité de temps. Puis, autant pour offrir une application de la théorie dont il s'agit, que pour vérifier, par des faits nombreux, les principes et les lois qui la composent, on passera en revue les diverses classes d'instruments de musique, dont les théories partielles se présenteront alors comme de simples corollaires; enfin quelques exemples sur l'utilité de la mesure des sons, comme moyen de recherche dans l'étude de phénomènes d'un ordre différent, termineront convenablement l'acoustique, en indiquant sa liaison nécessaire avec d'autres branches de la physique.

389. Un fil métallique, fortement tiré dans le sens de sa longueur, fournit un des appareils les plus simples que l'on puisse employer pour étudier les lois de l'acoustique. Lorsque cette corde est pincée ou frottée transversalement avec un archet, puis abandonnée à elle-même, elle résonne, et l'on peut constater à la vue l'état de vibration qui accompagne le son : on conçoit que la corde, écartée un instant de sa position d'équilibre, tende à y revenir par une suite d'oscillations, en se courbant successivement de part et d'autre de cette position rectiligne; ces oscillations sont trop rapides pour que l'œil puisse les saisir, mais il résulte de cette rapidité même, et de la durée des impressions produites sur l'organe de la vue, que la corde doit paraître exister à la fois dans toutes les positions qu'elle n'occupe en réalité que successivement; si donc le mouvement vibratoire existe, la corde doit sembler gonflée, surtout dans son milieu, et cela d'autant plus que l'écart primitif, ou

Vibrations transversales des cordes.

l'amplitude des oscillations, est plus considérable. C'est en effet ce qui arrive: tant que la corde résonne, elle paraît occuper un volume plus grand que le sien, et les dimensions transversales de ce volume apparent diminuent à mesure que le son s'affaiblit.

Les lois du mouvement d'une corde vibrante ont été trouvées depuis longtemps par les géomètres. En s'appuyant sur les principes de la mécanique rationnelle, et sur les propriétés des corps élastiques, on trouve par le calcul une équation très-simple, qui donne le nombre n de vibrations transversales que doit exécuter, dans une seconde de temps, une corde métallique homogène, de longueur l, de rayon r, pesant p, et tendue par une force équivalente à un poids P, lorsque ses différentes parties se meuvent toutes dans le même sens à une époque quelconque du mouvement vibratoire. Cette équation est : $n = \sqrt{\frac{gP}{lp}}$; g étant la vitesse acquise par un corps pesant dans la première seconde de sa chute. Si δ représente la densité de la corde, on a $p = \pi r^2 l \delta g$, et par suite : $n = \frac{1}{rl}\sqrt{\frac{P}{\delta \pi}}$. Ainsi, toutes choses égales d'ailleurs, le nombre des vibrations produites par la corde est en raison inverse de sa longueur, de son rayon, et directement proportionnel à la racine carrée du poids qui la tend.

On reconnaît facilement par l'expérience que de deux cordes du même métal également tendues et de même grosseur, la plus longue produit un son plus grave; qu'avec la même longueur et sous la même tension, des cordes de différentes grosseurs, produisent des sons d'autant plus aigus que leur diamètre est moindre; qu'enfin en augmentant ou diminuant la tension d'une corde, on lui fait rendre des sons plus aigus ou plus graves. Les conséquences générales de la formule précédente se trouvent ainsi confirmées; d'ailleurs au moyen d'un appareil que nous décrirons plus tard, et qui permet d'évaluer le nombre de vibrations correspondant à un son donné, on a vérifié l'exactitude des valeurs numériques données par cette formule.

L'analyse mathématique indique qu'une même corde peut se partager spontanément en un nombre quelconque de parties égales qui vibrent séparément, chacune de ces parties se comportant comme une seule corde fixée à ses deux extrémités, et toutes exécutant un même nombre de vibrations, autant de fois plus grand que celui de la corde entière, qu'il y a de parties aliquotes. C'est-à-dire qu'une corde peut se subdiviser en 2, 3, 4... parties, vibrant toutes 2, 3, 4... fois plus rapidement que la corde entière. Dans

ces états de vibration particuliers, chaque point de division doit rester fixe, et les deux parties qui l'avoisinent exécutent nécessairement leurs vibrations en sens contraires, à toute époque du mouvement général.

Le calcul conduit en outre à cette singulière conséquence, que tous ces états de vibration peuvent, doivent même coexister en général, et se superposer à celui de la corde entière. C'est-à-dire que le son fondamental, dont le nombre de vibrations est donné par la formule qui précède, doit être accompagné des sons, de plus en plus aigus, qui seraient produits par des cordes n'ayant que la moitié, le tiers, le quart... de la longueur totale. Nous aurons l'occasion de citer plusieurs faits qui s'expliquent facilement, quand on admet cette conclusion analytique comme une propriété existant réellement dans les cordes vibrantes.

390. Dans le mouvement général qui vient d'être considéré, chaque point matériel de la corde oscille transversalement, ou sur une ligne perpendiculaire à la droite qui joint les deux extrémités fixes; mais le calcul signale un autre genre de mouvement intérieur, ayant des lois très-différentes, et dans lequel les molécules de la corde se meuvent parallèlement à son axe, et exécutent ainsi des vibrations longitudinales. C'est à ce mode de vibration qu'on doit attribuer les sons, ordinairement très-aigus, que l'on produit en frottant une corde tendue, dans le sens de sa longueur, avec un morceau de drap saupoudré de colophane. Vibrations longitudinales des cordes.

Pour concevoir la nature de ce nouveau mouvement, supposons que la corde, tendue entre deux points fixes A et B, soit divisée en couches ou tranches par des plans transversaux. Plusieurs couches sont directement entraînées dans le sens du frottement latéral, et ce mouvement, communiqué de proche en proche, augmente nécessairement l'intervalle moléculaire vers une extrémité de la corde, et le diminue vers l'autre bout. Lorsque ensuite les tranches deviennent libres, l'élasticité ramène toutes les molécules vers leurs positions d'équilibre; elles y tendent alors par une suite d'oscillations parallèles à la longueur de la corde. Dans ces circonstances, s'il y a son produit, c'est que les vibrations de toutes les tranches deviennent isochrones et concordantes; car si elles se contrariaient le son serait impossible. FIG. 195.

L'analyse indique encore ici une infinité d'états de vibration, mais nous ne considérerons d'abord que le plus simple, celui pour lequel le nombre des vibrations est le plus petit, ou qui produit le son le moins aigu. Pour que cet état de vibration subsiste, il faut

que toutes les tranches soient animées à chaque instant de vitesses dans le même sens; mais les amplitudes de leurs vibrations, et par suite les grandeurs de leurs vitesses propres aux mêmes époques, doivent aller en diminuant, de la tranche C qui occupe le milieu, aux tranches fixes en A et B.

Soient C′ et C″ les deux positions extrêmes de la tranche C à chaque oscillation. Lorsque cette tranche marche de C en C′, toutes les autres parties de la corde se meuvent dans le même sens; mais il résulte de l'inégalité de leurs vitesses propres qu'il y a condensation de C en A, dilatation de C en B. Lorsque la tranche milieu est en C′, les dilatations et les condensations ont atteint leurs grandeurs maxima, et les vitesses propres des particules sont nulles. Ces vitesses changent de signe et augmentent en valeur absolue, lorsque la tranche milieu se meut de C′ en C; la condensation de AC et la dilatation de BC vont au contraire en diminuant.

Au moment où la tranche C passe par sa position d'équilibre primitive, il n'y a plus ni dilatation, ni condensation; mais toutes les tranches sont alors animées de leurs plus grandes vitesses de A vers B. Enfin lorsque la tranche C marche vers C″, la partie AC est dilatée, et la partie BC condensée. Ces dilatations et condensations augmentent tandis que les vitesses diminuent; elles atteignent leurs plus grandes valeurs lorsque la tranche C est en C″, et les vitesses sont nulles au contraire.

Il faut remarquer en outre que, pendant toute la durée du mouvement vibratoire, la tranche C, qui sépare constamment les deux portions dilatée et condensée, n'éprouve aucun changement de densité, tandis que l'amplitude de son mouvement est la plus forte, ou que ses vitesses propres sont toujours les plus grandes. On donne le nom de *nœuds* de vibration aux parties fixes A et B, et celui de *ventre* de vibration à la partie milieu C, qui exécute les mouvements les plus étendus.

Les autres états de vibration, que l'analyse signale, correspondent chacun à la formation spontanée de plusieurs nœuds de vibration intermédiaires, qui partagent la corde en un certain nombre de parties égales, dont les vibrations longitudinales, toutes concordantes, suivent les lois du mouvement général qui vient d'être défini, mais sont autant de fois plus rapides qu'il y a de parties aliquotes. La coexistence de tous ces états de vibration se présente encore comme une conséquence nécessaire de la théorie. Admettons que cette superposition existe réellement; si l'on exerce une légère pression au milieu de la corde, soit à l'aide d'un chevalet,

soit simplement en y appliquant le doigt, la corde étant ensuite frottée longitudinalement, il est évident que tous les états vibratoires particuliers, pour lesquels le milieu fixé ne serait pas un nœud de vibration, ne pourront subsister, ou qu'ils seront rapidement détruits par le frottement du chevalet ou du doigt. Le plus simple de tous les mouvements encore possibles sera celui dans lequel les deux moitiés de la corde exécuteront des mouvements vibratoires séparés et isochrones ; le son résultant, s'il en existe un, sera plus aigu, et correspondra à deux fois plus de vibrations, que celui produit par la corde libre dans toute son étendue. Le chevalet ou le doigt détermine ainsi la formation d'un nœud au milieu, et il y a deux ventres de vibration. Pour que les deux mouvements partiels ne se contrarient pas, ils devront être à chaque instant de signes contraires, et concourront de cette manière à rendre la tranche C immobile ; s'ils avaient entre eux une relation différente, la tranche C tendant à se déplacer, les frottements qu'elle éprouverait latéralement détruiraient rapidement tout le mouvement vibratoire, et rendraient le son impossible. Enfin on conçoit que la corde vibrant longitudinalement peut se diviser en 3, 4 parties égales, séparées par des nœuds de vibration, et qui exécutent des mouvements alternativement de signes contraires, mais tous isochrones ; le contact d'un obstacle au tiers, au quart de la corde doit produire cet effet.

Les vibrations longitudinales se distinguent par l'influence particulière qu'exerce sur elles l'élasticité de la corde. Cette influence résulte de ce que le déplacement d'une seule tranche de sa position d'équilibre doit employer un certain temps à se transmettre de couche en couche sur toute l'étendue de la corde; la vitesse de cette transmission, qui est intimement liée avec l'élasticité, doit donc entrer pour beaucoup dans la nature du son produit. Lors des vibrations transversales, au contraire, toutes les particules sont en quelque sorte déplacées en même temps, car elles partent toutes à la fois de leurs positions extrêmes, et le rapport de la vitesse propre de chacune, à l'amplitude de son oscillation totale, est de suite le même dans toute l'étendue du corps, pour un même instant. On conçoit qu'alors le nombre des vibrations, ou la hauteur du son, ne peut dépendre que de la force qui tend la corde, de ses dimensions, et de son poids, ou du nombre de ses particules. Quant à l'élasticité, la loi qu'elle suit, en passant par les mêmes variations de traction, étant la même pour tous les corps, elle ne peut influer que sur l'amplitude plus ou moins grande des oscillations.

M. Poisson a déduit de l'analyse une relation très-simple entre les sons produits par les vibrations longitudinales et transversales d'une même corde : soient n et n', les nombres de vibrations correspondants aux sons les plus graves de ces deux modes différents, l la longueur de la corde, et α l'allongement qu'elle éprouve sous le poids qui la tend, on a toujours $n'\sqrt{l}=n\sqrt{\alpha}$; cette formule a été vérifiée par M. Savart. L'allongement α étant toujours une très-petite fraction de la longueur l, n est beaucoup plus grand que n'; ce qui explique l'acuité du son produit dans le cas des vibrations longitudinales; cette quantité α dépendant de l'élasticité, la formule précédente indique comment le son dont il s'agit doit varier d'une corde à une autre.

Vibrations transversales des lames élastiques.

391. Tout corps solide élastique peut exécuter des vibrations comme une corde tendue. En général, les molécules étant momentanément écartées de leurs positions, c'est-à-dire éloignées ou rapprochées les unes des autres, par un choc ou un frottement exercé à la surface du corps sonore, lorsque cette cause étrangère cesse d'agir, l'élasticité tend à rétablir l'ancien état d'équilibre, et le milieu pondérable entre en vibration. L'analyse démontre qu'alors les oscillations successives et très-petites d'une même molécule autour de sa position de repos, relativement à toutes les molécules qui l'avoisinent, se font dans des temps égaux, ou qu'elles sont isochrones, comme les mouvements du pendule, quelle que soit la variation de leur amplitude. De plus, pour que le mouvement vibratoire puisse persister, et qu'il en résulte un son comparable, il faut que toutes les particules exécutent des mouvements synchrones, ou des oscillations de même durée; ce qui ne peut avoir lieu que si le milieu est homogène, ou si l'élasticité varie de la même manière autour de chaque point, dans toute l'étendue du corps.

Il importe de remarquer que l'ensemble des oscillations simultanées de toutes les molécules d'un corps sonore, peut produire des changements dans la forme de ce corps, dont la durée et la périodicité sont les mêmes que celles des mouvements moléculaires. Par exemple, une lame d'acier trempé étant pincée fortement dans un étau par une de ses extrémités, si on la courbe en l'écartant de sa position d'équilibre, puis qu'on l'abandonne à elle-même, elle tend à reprendre sa position primitive, en oscillant de part et d'autre, et toutes ses parties décrivent alors des arcs dont la grandeur est très-sensible par l'augmentation du volume apparent de la lame, comme lors des vibrations transversales d'une corde. Or ces oscillations de totalité ne sont que le résultat des vibrations

des particules, elles ont la même durée, et sont pareillement isochrones, mais elles ont sur les vibrations moléculaires l'avantage de produire dans l'air des ébranlements d'une plus grande amplitude, et conséquemment un son plus intense, quoique de même hauteur.

Il est facile de se représenter le mouvement oscillatoire de cette lame d'acier. Lorsqu'elle a été écartée de sa forme d'équilibre, et abandonnée ensuite à son élasticité, chacune de ses parties prend une vitesse propre, qui va en s'accélérant jusqu'à ce que la lame arrive à sa position primitive ; elle la dépasse, mais la vitesse commence à décroître, et lorsque cette vitesse est nulle l'élasticité commence à ramener la lame en sens contraire. Elle décrit ainsi une suite de vibrations, dont l'amplitude va successivement en diminuant par la perte de force vive due à la transmission du mouvement au milieu et aux corps environnants; enfin le corps rentre dans l'état de repos. On appelle oscillation complète ou double l'ensemble des mouvements, tant directs que rétrogrades, par lesquels la lame s'écarte et se rapproche d'une même position extrême, pour conserver le nom d'oscillation simple à l'ensemble des mouvements qui s'opèrent d'une position extrême à l'autre.

Le calcul indique que le nombre des vibrations d'une lame métallique, encastrée vers une de ses extrémités, est en raison inverse du carré de la longueur de la partie vibrante. Cette loi peut être vérifiée sur de grandes longueurs de la lame élastique; les oscillations qu'elle fait alors sont assez lentes pour pouvoir être comptées, mais il n'y a pas de son produit. Cette vérification de la loi théorique dans une certaine étendue permet de la considérer comme étant exacte, dans le cas même où les vibrations ont la rapidité nécessaire pour produire un son.

L'instrument connu sous le nom de *violon de fer* peut servir à donner un exemple des vibrations transversales des tiges métalliques ; il se compose de fils d'acier, implantés par une de leurs extrémités dans une caisse de bois, et libres par l'autre ; la caisse est destinée à renforcer les sons produits par les tiges, lorsque le frottement d'un archet les fait vibrer. En donnant à ces tiges des longueurs différentes et dans des rapports convenables, on peut accorder les sons qu'elles donnent de manière à pouvoir exécuter avec cet instrument un air de musique.

Une lame métallique pincée à ses deux extrémités, et frappée latéralement, exécute des vibrations transversales analogues à celles d'une corde tendue. Dans ces circonstances, un obstacle disposé

au contact d'un des points de division en parties aliquotes partage la lame en un certain nombre de parties égales, qui vibrent séparément et à l'unisson. Une tige métallique, encastrée par une de ses extrémités, peut se diviser, soit spontanément, soit par le contact d'un obstacle, en deux parties qui vibrent à l'unisson, et qui sont séparées par un nœud de vibration. L'une de ces parties vibre à la manière d'une lame encastrée par ses deux extrémités, l'autre comme une tige pincée à un seul bout; leurs longueurs ne peuvent donc être égales pour qu'elles produisent le même son, car elles sont dans des circonstances très-différentes; le nœud de vibration est à peu près au tiers de la tige totale, à partir du bout libre. Le nombre des nœuds de vibration intermédiaires peut augmenter, alors les sons produits deviennent de plus en plus aigus.

Si la lame est fixée en deux points qui ne soient pas ses extrémités, leur position pourra être telle qu'il y ait un son produit par des vibrations transversales, exécutées par toutes les parties de la lame; mais il y aura cette différence, que la partie située entre les deux points fixes se mouvra comme une lame encastrée par ses deux extrémités, et les deux parties extrêmes, chacune comme une lame pincée par un bout seulement. On a trouvé chez plusieurs hordes sauvages un instrument fondé sur ces principes, et composé d'une suite de lames d'un bois assez dur pour rendre des sons clairs.

Vibrations longitudinales des lames.

392. Les tiges ou verges de métal, ou des lames de verre, peuvent exécuter comme les cordes des vibrations longitudinales; elles se divisent spontanément en plusieurs parties qui vibrent à l'unisson, et qui sont séparées par des nœuds de vibration; les parties extrêmes sont en général plus courtes que les autres, lesquelles sont toutes égales entre elles; mais toutes exécutent des mouvements synchrones. On peut faire produire à une lame de verre ce mode de vibration, en la tenant pincée entre les doigts vers son milieu, et la frottant dans le sens de sa longueur avec un morceau de drap mouillé; elle rend alors un son très-aigu.

On peut rendre sensible la formation des nœuds et déterminer leur position, en se servant d'un moyen employé pour la première fois par Chladni : il consiste à distribuer un peu de sable ou de poussière sur la lame, lorsqu'elle est en vibration; le sable, projeté par les parties les plus agitées, tend à se réunir aux endroits où le mouvement est nul, et trace ainsi les lignes nodales. Il faut alors se servir, pour produire le son, d'un procédé différent de celui qui vient d'être indiqué : en frappant la lame à son extrémité et sur la tranche, on lui imprime des vibrations longitudinales, et il en ré-

sulte le même effet que par le frottement du drap mouillé. On voit alors le sable se réunir sur certaines lignes placées à des distances égales. Quelquefois ces lignes se contournent, ce qui tient à ce que les parties intérieures, qui vibrent séparément, sont terminées par des surfaces nodales courbes, et que les lignes indiquées par le sable sont les intersections de ces surfaces courbes par les plans qui limitent la lame. Les surfaces nodales courbes intérieures sont très-inclinées par rapport à ces plans, car si l'on retourne la lame, on trouve, en répétant la même opération, que les lignes nodales sur cette nouvelle face se projettent au milieu des intervalles qui séparent celles observées sur l'autre face.

M. Savart a imaginé de rendre sensible la formation des nœuds, et la différence de leurs positions, en se servant d'un long tube de verre creux qu'il faisait vibrer longitudinalement par un frottement convenable, et qui contenait du sable sur sa paroi interne. En répétant cette expérience, on voit le sable se réunir en différents points de l'arête horizontale inférieure du cylindre creux ; mais, si l'on fait tourner le tube pour rassembler le sable sur une autre arête, ces points nodaux changent de position ; ce qui prouve que dans l'épaisseur de l'enveloppe, les surfaces nodales courbes ne sont pas nécessairement symétriques par rapport à l'axe du tube.

M. Poisson a déduit de la théorie le rapport des nombres de vibrations transversales et longitudinales (n et n') d'une même tige rigide cylindrique ; il a trouvé pour ce rapport : $\frac{n}{n'} = 3{,}5608r$, l étant la longueur et r le rayon de la tige. M. Savart a vérifié cette formule par des expériences directes.

393. Chladni a découvert un autre mode de vibration des lames rigides, auquel il a donné le nom de *vibrations tournantes ;* il l'a d'abord observé sur des tiges cylindriques, mais on peut le faire naître sur des lames de toute autre forme ; il faut pour cela fixer la tige par un bout, la tenir à la main en un autre point, et la frotter ensuite légèrement avec un archet dans un plan perpendiculaire à son axe. Le contact de la main s'opposant aux vibrations transversales, le frottement de l'archet détermine une véritable torsion qui donne lieu à des mouvements synchrones dirigés dans un plan perpendiculaire à la longueur de la tige. Le son produit dans cette circonstance est plus grave que celui qui correspond aux vibrations longitudinales. Si la lame dont on se sert a une face plane horizontale sur laquelle on projette du sable, on y remarque, lors des vibrations tournantes, une seule ligne nodale qui occupe toute sa longueur ; ce qui prouve bien que ce mode diffère essentiellement des vibra-

Vibrations tournantes.

tions longitudinales et transversales. M. Poisson a trouvé un rapport constant, et indépendant de la nature du corps, entre les nombres n' et n des vibrations transversales et tournantes que peut exécuter une même lame. Ce rapport, vérifié par M. Savart, est

$$\frac{n}{n'} = \frac{1}{2}\sqrt{10} = 1{,}56...$$

Lames courbes vibrantes. Diapason.

394. Les verges courbes peuvent aussi exécuter des mouvements vibratoires et produire des sons. Le diapason en donne un exemple; cet appareil, destiné à produire un son fixe pour accorder les instruments, est formé de deux branches de métal qui se réunissent vers le bas; leur coude est supporté par une colonne cylindrique terminée par un petit timbre qui sert de pied, et que l'on peut poser sur une table pour renforcer le son produit. Les deux branches se rapprochant vers leurs bouts libres, un cylindre de bois d'un diamètre un peu plus large que l'intervalle qui sépare ces extrémités, et que l'on force de sortir par cet intervalle, écarte les deux branches, qui vibrent ensuite transversalement en exécutant des mouvements oscillatoires contraires l'un de l'autre. Pour élever le son donné par le diapason, il suffit de diminuer la longueur des branches en les limant sur leurs bases libres; en donnant un coup de lime dans la partie courbe qui les réunit, on produit le même effet que si l'on augmentait leur longueur, et le son s'abaisse. Le diapason, comme les verges pincées par une extrémité, donne le son le plus grave quand ses branches vibrent sur toute leur longueur; mais chacune de ces branches peut aussi se diviser en deux parties et présenter un nœud de vibration au tiers à peu près de sa longueur, à partir de l'extrémité libre.

Plaques vibrantes.

395. Tous les corps solides élastiques, réduits en plaques plus ou moins minces, peuvent être mis en vibration en frottant leur tranche au moyen d'un archet; si l'on saupoudre de sable une de leurs surfaces maintenue horizontale, on observe des lignes nodales qui varient avec la nature de son produit. La position des obstacles qui soutiennent la plaque, ceux qu'on ajoute pour déterminer la fixité de certains points, la direction et la rapidité plus ou moins grande du mouvement imprimé à l'archet, toutes ces circonstances influent sur la rapidité des vibrations ou sur la nature du son produit, et par suite sur la forme et la position relative des lignes nodales. Dans tous les cas, les mouvements simultanés de deux concamérations voisines doivent être de signes contraires, sans quoi les lignes nodales ne seraient pas fixes.

Les plaques circulaires peuvent donner un grand nombre de sys-

tèmes de lignes nodales différents. Lorsque la plaque est pincée en son centre, on obtient le plus ordinairement deux lignes nodales diamétrales; en plaçant les doigts en des points convenables, on obtient trois de ces lignes. Avec des disques de métal qui ont trois à quatre décimètres de diamètre, on peut obtenir la division du cercle en un très-grand nombre de secteurs; le nombre de ces secteurs est toujours pair; ce qui doit être pour que deux concamérations consécutives puissent partout exécuter des mouvements contraires. Les lignes nodales rectilignes peuvent aussi être coupées par des lignes circulaires plus ou moins nombreuses, suivant la position relative des points dont les doigts auront déterminé l'immobilité. Dans d'autres circonstances on obtient quelquefois des lignes nodales semblables à des branches d'hyperbole.

M. Savart a fait voir que les lignes nodales diamétrales pouvaient être animées d'un mouvement de rotation continu, lorsqu'on interrompait brusquement et qu'on faisait succéder très-rapidement les coups d'archet. On rend ce phénomène très-sensible en se servant d'un disque de métal de trois décimètres, pincé en son centre, et en le saupoudrant d'une poussière très-fine, qui paraît entraînée circulairement comme un nuage très-agile. Lorsque l'archet touche constamment le disque, le phénomène dont il s'agit peut encore avoir lieu; ce qui tient sans doute à l'inégalité du frottement exercé, qui équivaut à une série d'interruptions. Quand on change la direction du mouvement de l'archet, il arrive souvent que le mouvement de rotation du nuage de poussière change de direction, à moins qu'on ne change un peu le point de contact de l'archet et de la plaque.

Pour obtenir des lignes nodales circulaires seules, M. Savart se sert d'un disque pincé en deux points d'un même diamètre, situés sur une des lignes à former; il fait glisser sur la paroi d'un trou pratiqué au centre du disque une mèche de crin imprégnée de colophane. En variant la position des points fixes, on obtient un plus ou moins grand nombre de lignes nodales circulaires; le son produit est d'autant plus aigu que ce nombre est plus grand.

Des plaques de métal ou de verre, de forme carrée, rectangulaire ou polygonale, donnent lieu à une infinité de systèmes de lignes nodales différents. Rien n'est plus varié que la distribution et la configuration des figures formées. Elles offrent toujours une symétrie parfaite lorsque les points fixes et les obstacles sont placés convenablement, et que les plaques sont formées de substances ayant la même élasticité dans toutes les directions; mais cette symé-

trie n'existe plus lorsque cette élasticité est variable avec la direction autour d'un même point du corps vibrant; elle n'a plus lieu généralement lorsqu'on éprouve des plaques de bois.

Chladni pensait qu'à chaque lame ou plaque solide ne pouvait correspondre qu'un certain nombre d'états de vibration distincts, ou qu'une certaine série de sons; d'où il suivait que le corps était incapable de produire des sons autres que ceux de cette série. Mais les expériences de M. Savart semblent indiquer qu'on peut obtenir avec une même plaque tous les sons possibles; ce physicien a fait voir qu'une membrane tendue, par exemple, peut toujours vibrer à l'unisson de tel son donné que l'on veut.

C'est ce qui arrive lorsqu'on approche de cette membrane, saupoudrée de sable léger, un timbre que l'on met en vibration au moyen d'un archet, ou quand on la place très-près d'un tuyau d'orgue rendant un son pur et soutenu; on voit le sable s'agiter et dessiner des lignes nodales qui varient de forme et de position d'un son à un autre. Dans ces circonstances, les mouvements du corps sonore se communiquent par l'air à la membrane, qui vibre toujours à l'unisson du timbre ou du tuyau d'orgue.

Timbres et Cloches.

396. Les corps en forme de cloche, de timbre, de vase conique, qui donnent des sons très-purs et très-intenses, se divisent, comme les plaques, en compartiments séparés par des lignes nodales. Il suffit pour s'en convaincre de mettre de l'eau dans l'intérieur et d'ébranler le corps; les mouvements vibratoires qu'il exécute se communiquant à la masse liquide, des ondes apparaissent à sa surface et y dessinent des lignes nodales qui sont sans mouvement ondulatoire apparent, et qui correspondent évidemment à des lignes de repos dans le timbre lui-même. Lorsqu'on examine avec attention les lignes nodales dessinées à la surface du liquide, on remarque qu'elles sont douées d'un mouvement d'oscillation à droite et à gauche de leur position moyenne, que l'on peut suivre à l'œil, et qui correspond au tremblottement que l'oreille distingue dans le son produit. Ce fait de l'oscillation des lignes nodales, que M. Savart a pareillement remarqué dans les vibrations d'une plaque métallique circulaire, explique ces intermittences d'intensité que l'on distingue dans le son des cloches ou des pendules à sonnerie; le timbre qui résonne se partageant en compartiments, dont les lignes de séparation changent ou oscillent à sa surface, le son doit paraître alternativement plus ou moins intense pour un observateur qui conserve une position fixe.

L'harmonica est un instrument composé de vases de verre dont

les rapports de grandeur sont tels, qu'ils puissent produire, lorsqu'on les frotte avec du drap mouillé, des sons formant les intervalles musicaux. Ces sons ont beaucoup de pureté; ils ont le caractère particulier d'être plus en rapport que tous autres avec l'expression des sentiments mélancoliques; mais ils ne peuvent servir à exécuter un chant musical, à cause de leur lenteur ou du temps qu'ils exigent pour être reproduits.

397. M. Savart, qui a fait d'importantes recherches sur toutes les parties de l'acoustique, a démontré que le mouvement imprimé à un corps sonore se transmet à tous les corps susceptibles de vibrer qui sont en communication immédiate avec le premier, et que, dans cette transmission, la direction même du mouvement primitif est conservée. C'est ainsi qu'une lame de verre horizontale, mise en contact avec le bord d'un vase de verre, exécute des vibrations longitudinales et dispose le sable qui la recouvre en lignes nodales transversales, lorsqu'on frotte le bord du vase du côté opposé à celui du contact. De même, lorsqu'une corde sonore est tendue entre un point fixe et une plaque de bois horizontale sur laquelle on puisse projeter du sable, on voit ce sable se mouvoir dans tous les cas parallèlement à la direction de l'archet, ou au plan dans lequel la corde exécute les vibrations transversales. Vibrations communiquées.

Les plaques solides, qui sont ainsi en communication avec le corps sonore, peuvent donc exécuter des modes de vibration très différents de ceux qu'on y produirait en les frottant seuls directement avec un archet, puisque, dans tous les cas, ils vibrent à l'unisson du corps sonore. Mais le plus ou moins de rapport qu'il y a entre les sons propres à une plaque, et ceux qu'elle est forcée de produire à l'unisson du corps qui lui transmet ses mouvements, ont une grande influence sur la nature du timbre de ces derniers sons.

M. Savart, qui a constaté et étudié ce genre d'influence, a démontré que, dans un violon par exemple, toutes les parties de l'instrument vibraient à l'unisson des cordes; mais que leur forme, le rapport de leurs sons propres, la place et la courbure données aux échancrures, le lieu de l'ame, qui sert principalement à communiquer le mouvement à la plaque inférieure, avaient la plus grande influence sur la nature du timbre, sur la bonne ou la mauvaise qualité de l'instrument. M. Savart est même parvenu à assigner les dispositions les plus avantageuses et à donner des règles pour construire de toutes pièces de bons violons; ces nouveaux instruments, qui diffèrent pour la forme des violons ordinaires, donnent des sons, non plus éclatants, mais plus doux ou plus moelleux; on les regarde

comme de beaucoup supérieurs à tous autres pour certains morceaux de musique, tels que les adagios.

398. La recherche des lois que doivent suivre les vibrations d'un corps solide homogène de forme donnée, lorsque les forces étrangères qui l'ont ébranlé et les circonstances qui l'entourent sont parfaitement définies, est un problème de pure analyse formant une branche importante de la physique mathématique. Les équations différentielles générales de ce genre de mouvement sont bien connues maintenant; on est parvenu à les intégrer complétement dans un grand nombre de cas particuliers. Les résultats théoriques que nous avons énoncés, et que l'expérience a vérifiés, font assez comprendre tout le parti qu'on pourra tirer de l'application des sciences exactes pour étudier la constitution intérieure des solides; malheureusement des difficultés de calcul que les efforts des géomètres n'ont pas encore pu vaincre suspendent les progrès de cette science. Toutefois les recherches expérimentales de M. Savart et les résultats qu'il a obtenus, aussi remarquables par leur généralité que par la simplicité de leurs lois, ont remédié en partie à l'insuffisance actuelle de l'analyse dans cet ordre de questions.

Vibrations des liquides. Sirène.

399. Les solides ne sont pas les seuls milieux pondérables dont les vibrations puissent être l'origine du son. Les liquides et même les gaz remplissent la même fonction dans certaines circonstances. Nous verrons par la suite que, dans les instruments à vent, l'air est réellement le corps sonore, c'est-à-dire que les vibrations propres de ce fluide élastique y produisent seules le son. Quant aux liquides, M. Cagnard-Latour a imaginé un instrument qui permet de constater que le son peut naître dans l'eau. Cet instrument, connu sous le nom de *sirène*, se compose d'une caisse ou tambour dont la partie inférieure peut communiquer avec un tuyau de conduite vertical, par lequel de l'eau tombe d'une certaine hauteur; cette eau, remplissant le tambour, s'échappe par des trous circulaires pratiqués sur une circonférence de cercle dans le fond supérieur horizontal de la caisse. Un disque métallique aussi horizontal et mobile autour d'un axe vertical est disposé immédiatement au-dessus de ce fond; il présente des trous en même nombre et en regard de ceux du fond fixe, mais dont les parois sont obliques, de manière que les jets d'eau auxquels ils livrent passage exercent sur ces parois une pression oblique, dont la composante horizontale tend à faire tourner le disque. (Fig. 196.)

Il résulte de ce mouvement de rotation une intermittence dans l'écoulement, et une suite de chocs produits par l'eau qui s'échappe

par intervalle des ouvertures du disque, lorsqu'elles correspondent à celles du fond fixe du tambour, sur l'eau située au-dessus de l'appareil. La hauteur de chute peut être assez grande, ainsi que la vitesse de l'écoulement de l'eau, pour que ces chocs soient en nombre tel qu'un son s'ensuive, si le liquide peut le produire et le transmettre. Or on entend effectivement un son, dont la hauteur va en croissant, devient stationnaire, mais diminue ensuite lorsque la hauteur de chute n'est pas constante.

Cette variation dans la hauteur du son tient à ce que la vitesse de rotation du disque va en augmentant, à partir du moment où l'on ouvre le robinet qui établit le courant; car les impulsions obliques, que reçoivent successivement les parois inclinées des trous du disque, agissent alors comme une force accélératrice, jusqu'à ce que les frottements de l'appareil, qui augmentent avec les vitesses des parties mobiles, détruisant l'accélération, la vitesse de rotation devienne uniforme. Il est évident d'ailleurs que l'intensité des impulsions diminue avec la hauteur du liquide, et que conséquemment la vitesse de rotation du disque, le nombre des chocs et par suite l'acuité du son produit, doivent aussi diminuer avec la même hauteur.

Les détails dans lesquels nous sommes entrés, afin de constater et de définir les mouvements intérieurs de plusieurs corps, suffisent pour mettre hors de doute ce principe fondamental : que le son est toujours occasionné par le mouvement vibratoire d'un milieu pondérable. Les bornes de ce cours ne nous permettent pas de développer ici tous les résultats qui ont été obtenus, sur cette partie de l'acoustique, par d'ingénieux physiciens et surtout par M. Savart. Les divers exemples que nous avons cités, et ceux que nous citerons par la suite, indiquent d'ailleurs de quelle importance doit être l'étude spéciale des mouvements vibratoires, pour découvrir les lois qui président à la constitution intérieure des corps.

VINGT-SIXIÈME LEÇON.

Du milieu qui transmet le son. — Théorie des ondes sonores. — Ondes planes et sphériques. — Longueurs d'ondulation. — Vitesse du son dans l'air. — Ondes sonores réfléchies; Échos; Porte-voix. — Propagation du son dans les solides et les liquides. — Vitesse du son dans l'eau.

Milieu qui transmet le son.

400. Il faut qu'il existe une suite non interrompue de milieux pondérables élastiques entre le corps sonore et l'oreille, pour que les vibrations soient communiquées à l'organe, et que la sensation du son ait lieu. Si le corps vibre dans le vide, de telle manière que ses mouvements ne puissent être transmis à l'air extérieur, on ne doit entendre aucun son. C'est ce qui arrive en effet, quand on place sous la machine pneumatique un timbre d'horlogerie, frappé constamment par un marteau qu'un ressort tendu fait mouvoir, si cet appareil est supporté par un coussin, un tampon de laine ou tout autre corps hétérogène et discontinu, incapable d'exécuter et de transmettre des vibrations isochrones ; le son s'affaiblit à mesure que l'air est raréfié sous le récipient, et l'on finit par ne plus rien entendre, quoique le marteau continue à choquer le timbre.

La soustration de l'air sous la cloche, ou de l'un des milieux pondérables élastiques qui formaient une suite non interrompue du corps sonore à l'oreille, suffit donc pour annuler la sensation. Cette soustraction limite l'espace où le mouvement vibratoire existe, et rend impossible la transmission de ce mouvement aux corps extérieurs. Si l'on introduit, dans le vide formé, de l'air ou tout autre gaz, un liquide même, le son se fait entendre de nouveau, avec d'autant plus d'intensité que le milieu introduit est plus dense, ou que plus de molécules pondérables viennent à partager et transmettre le mouvement vibratoire.

Si, après avoir fait l'expérience précédente, on ouvre la clef de la machine, on commence bientôt à ressaisir le son produit par le marteau frappant sur le timbre; faible d'abord, il reprend progressivement son intensité primitive, à mesure que la masse d'air augmente sous le récipient. Lorsque le même timbre est disposé sous

la cloche d'une machine de compression, on entend un son d'autant plus fort que l'air est plus comprimé. Le même accroissement d'intensité a lieu si la cloche renferme un fluide élastique plus dense que l'air. Dans les gaz dont la densité est moindre, le son est au contraire plus faible. Quand on remplit les poumons d'hydrogène, et qu'on essaie de parler en l'expirant, on produit une voix sourde qui a beaucoup d'analogie avec celle du ventriloque, dont l'art consiste à affaiblir les sons de la voix par un jeu convenable des muscles de la poitrine, afin de tromper l'oreille sur le lieu d'où partent ces sons.

Tous ces faits prouvent que l'atmosphère gazeuse qui nous entoure remplit une fonction importante dans le phénomène du son. Toutes choses égales d'ailleurs, l'intensité des sons transmis par l'air croît et décroît avec la densité de ce fluide. A mesure que l'on s'élève dans l'atmosphère, le son provenant d'une même cause est de plus en plus faible. Sur le mont Blanc, par exemple, un coup de fusil ne produit pas un bruit plus fort qu'un coup de pistolet tiré dans la plaine.

401. Newton a le premier trouvé, par le calcul, la loi suivant laquelle doit se propager dans l'air un ébranlement produit dans l'un de ses points. La vitesse de cette propagation est donnée par l'analyse mathématique sous la forme : $V = \sqrt{\frac{e}{d}}$, e étant l'élasticité du gaz dans lequel l'ébranlement se transmet, et d sa densité. Cette vitesse est constante, c'est-à-dire que le lieu de l'ébranlement communiqué se trouve toujours à une distance du point de départ proportionnelle au temps qui s'est écoulé depuis l'origine de cet ébranlement. D'après la formule précédente, si la température restant la même le gaz se dilate ou se contracte par une diminution ou une augmentation de pression, la vitesse de propagation de l'ébranlement n'est pas altérée ; car l'élasticité varie alors proportionnellement à la densité, d'après la loi de Mariotte.

Loi théorique de la vitesse du son dans les gaz.

Le calcul démontre en outre qu'une suite d'ébranlements produits sur une masse d'air, et dont l'effet total soit de la dilater ou de la condenser, doivent se propager dans le gaz environnant à la suite les uns des autres, avec la même vitesse, quels que soient leur cause, leur étendue et l'ordre de leur succession.

Nous indiquerons bientôt une modification à apporter à la formule précédente, que l'expérience a indiquée ; mais comme cette modification ne fait qu'introduire un facteur constant dans la vitesse de propagation du son, les lois énoncées précédemment en sont indépendantes. Ainsi une impulsion, produite au centre d'une

sphère gazeuse, se propage avec la même vitesse suivant tous les rayons, quelle que soit la direction de cette impulsion, symétrique ou non par rapport à tous ces rayons.

Théorie des ondes sonores.

402. En partant de ces lois, on peut concevoir comment se propage dans l'air un son musical, c'est-à-dire provenant d'un nombre de vibrations suffisant pour que l'oreille puisse en saisir la hauteur. Prenons pour corps sonore une lame élastique, pincée par une de ses extrémités, et exécutant des vibrations transversales; soient AB, A'B', A"B", la position d'équilibre, et les positions extrêmes d'une portion très-petite de la surface de cette lame, située par exemple à son extrémité libre; supposons que l'amplitude du mouvement soit assez petite, relativement à la longueur du corps sonore, pour qu'on puisse regarder comme parallèles et planes ces trois positions, et par conséquent comme égales entre elles les vitesses dont

Fig. 197.

sont animés tous les points de la portion de surface AB, à une même époque du mouvement vibratoire. Ces vitesses pourront être représentées par les ordonnées d'une courbe OIO', rapportée à la droite OO' qui passe par les milieux de toutes les positions de la surface vibrante comme axe des x; chaque ordonnée indiquant la vitesse dont cette surface est animée lorsqu'elle passe au lieu même de cette ordonnée, dans son mouvement positif, ou de $\overline{A'B'}$ à $\overline{A''B''}$. Les vitesses négatives de la surface vibrante, ou de A"B" à A'B', seront proportionnelles aux ordonnées négatives de la courbe O'I'O, semblable à OIO', et placée symétriquement au-dessous de l'axe OO'.

Faisons abstraction du décroissement de l'amplitude des vibrations, et admettons que l'élément plan fasse un grand nombre d'oscillations complètes, égales et isochrones. Soient 2τ la durée de chacune d'elles, t le temps compté à partir du commencement de la première, et V la vitesse d'un point de surface vibrante à l'époque t. Cette vitesse pourra être donnée par une équation de la forme (1): $V = \Sigma A_n \sin. (2n+1)\pi\frac{t}{\tau}$, n étant un nombre entier, π la demi-circonférence du cercle dont le rayon est 1, A_n un coefficient numérique variable avec n, et le signe Σ indiquant une somme de termes semblables à celui qui précède, dans lesquels n aurait des valeurs différentes. En effet V, donné par l'équation (1), devient nul pour t égal à un multiple quelconque de τ, c'est-à-dire au commencement et à la fin de toute oscillation simple; V change de signe en conservant la même valeur absolue, lorsque t augmente de τ; il acquiert sa valeur maxima positive pour $t=\frac{\tau}{2}$, $t=\frac{5}{2}\tau$, $t=\frac{9}{2}\tau$..... c'est-à-dire au milieu de chaque oscillation simple d'ordre impair; sa valeur maxima négative a lieu quand $t=\frac{3}{2}\tau$, $t=\frac{7}{2}\tau$..... c'est-à-dire au

milieu de chaque oscillation simple d'ordre pair. La valeur de V donnée par l'équation (1) varie donc de la même manière que la vitesse de la surface mobile; elle peut ainsi la représenter, et cela quelle que soit la loi physique que cette vitesse suive entre A'B' et AB, car on démontre en analyse que cette loi, continue ou discontinue, peut toujours être représentée par la série (1), en déterminant convenablement le coefficient général A_n.

Supposons maintenant que la surface AB vibre à l'orifice d'un tuyau cylindrique rempli d'air, et dont l'axe soit dans le prolongement de OO'; chacun des ébranlements élémentaires qui composent la première oscillation simple est communiqué à la couche d'air qui touche la plaque; cette couche le transmet à la couche suivante, cette seconde à une troisième, et ainsi de suite. Cette propagation se fait dans l'air avec une vitesse constante a. Mais lorsque la 1[re] couche d'air a transmis un premier ébranlement, elle en reçoit un second qui se propage avec la même vitesse a, puis un troisième qu'elle transmet encore, ainsi de suite. A chaque ébranlement communiqué la première couche resterait en repos, si un nouvel ébranlement ne succédait au premier; c'est une loi générale du choc entre corps parfaitement élastiques et de masses égales, que l'on peut vérifier sur des billes d'ivoire. FIG. 198.

Il suit évidemment de là qu'une couche d'air X perpendiculaire à l'axe du tuyau, située à une distance x de l'orifice ou de la plaque vibrante, recevra successivement, des couches qui la précèdent, la communication des ébranlements élémentaires qui composent le mouvement vibratoire de la surface métallique, avec la même intensité, dans le même ordre et après des temps égaux. Cette couche se mouvra donc du même mouvement oscillatoire que la lame, et la loi de ses vitesses pourra pareillement être représentée par la formule (1).

Mais son mouvement vibratoire sera en retard sur celui de la plaque, de tout le temps qu'un ébranlement quelconque doit employer pour se propager de O en X, ou de $\frac{x}{a}$. Si par exemple ce temps est égal à la durée d'une oscillation complète, ou si $x = OX' = 2a\tau$, la couche en X' commencera seulement à se mouvoir quand la surface métallique aura achevé une oscillation complète; à la même époque, la couche X'', pour laquelle $x = \frac{1}{2} OX' = a\tau$, commencera son mouvement rétrograde; la couche en J, correspondant à $x = \frac{3}{4} OX' = \frac{3}{2} a\tau$, sera alors animée de la plus grande vitesse en avant; celle en J', où $x = \frac{1}{4} OX' = \frac{1}{2} a\tau$, possédera la plus grande vitesse en arrière.

En un mot, si l'on imagine toutes les ordonnées de la courbe OI'O'IO distribuées sur la distance OX', savoir : celles négatives de O en X'', et celles positives de X'' en X', chaque ordonnée représentera la vitesse dont est animée la couche d'air au même lieu, lorsque la plaque finit sa première oscillation complète. Si la lame vibrante s'arrêtait là, le mouvement imprimé continuerait à se propager dans le tuyau, et chaque couche d'air, après avoir fait une oscillation double, rentrerait en repos. On se représentera facilement le mouvement général qui s'ensuivrait dans la masse d'air du tuyau, en imaginant que la courbe, OJ'X''JX' soit emportée parallèlement à elle-même, dans le sens de l'axe du cylindre, avec la vitesse uniforme de propagation a : une couche d'air quelconque commencera à se mouvoir lorsque l'extrémité X' de la courbe mobile l'atteindra; elle prendra successivement des vitesses proportionnelles aux ordonnées qui la traverseront; enfin, quand l'extrémité O de la courbe mobile l'aura dépassée, cette couche sera en repos.

On est convenu d'appeler ***longueur d'ondulation***, largeur de l'onde, ou simplement ***ondulation***, l'étendue $OX' = 2a\tau = 2\lambda$ de l'axe du tuyau, où les couches d'air sont en mouvement lorsqu'une double oscillation de la lame est terminée; c'est-à-dire la distance qui sépare, de l'origine de l'ébranlement, la couche d'air qui commence à se mouvoir au moment où la lame vient de terminer sa première oscillation complète. La distance OX'', est ainsi égale à une demi-longueur d'ondulation, ou à $\lambda = a\tau$. Enfin, considérant particulièrement l'ensemble des mouvements de l'air intérieur, lorsque la lame rentre en repos après une oscillation double, état que nous avons représenté par le mouvement de la portion de courbe OJ'X''JX', on dit qu'une ***onde sonore*** se propage dans le tuyau.

Si la lame ne s'arrêtait qu'après avoir exécuté deux, trois... vibrations complètes isochrones, il y aurait deux, trois.... ***ondes sonores*** se propageant dans la masse d'air; et l'ensemble du mouvement général pourrait être représenté par la translation d'une courbe égale à 2,3.... fois la portion de courbe OJ'X''JX', glissant d'un mouvement uniforme, avec la vitesse a, sur l'axe du cylindre. Si l'on suppose que la lame soit constamment en vibration, le système des ondes qui se propageront sera infini, et pourra être représenté par le mouvement uniforme d'une courbe composée d'une infinité de portions égales à OJ'X''JX' se succédant sans interruption.

La vitesse dont une couche d'air X, située à une distance x de

l'orifice du tuyau, sera animée à l'époque t pourra être représentée, d'après ce qui a été dit plus haut, par la formule

$$(2)\quad V = \Sigma A_n \sin.(2n+1)\pi \frac{t}{\tau} - \frac{x}{\lambda}.$$

En effet, si dans le second membre de cette équation on augmente x d'un nombre entier d'ondulations ou d'un multiple de 2λ, sans changer t, V a la même valeur; si l'on augmente x d'un nombre impair de demi-ondulations ou de $(2K+1)\lambda$, K étant entier, V change de signe sans changer de valeur absolue; ces propriétés appartiennent évidemment au mouvement des ondes sonores, en nombre indéfini, dans la masse d'air proposée.

403. Dans ce mouvement général, les différentes couches étant dans un même instant différemment écartées des positions qu'elles occupaient lors du repos, les diverses parties de la masse d'air du tuyau doivent être dans un état de condensation ou de dilatation, et l'ordre de succession de ces états doit varier comme la vitesse. Considérons par exemple l'instant où la lame a fini une oscillation complète; les vitesses sont représentées par le système des ordonnées de la courbe OJ'JX'. La couche en X'' étant alors à son maximum d'écartement, tandis que les couches en O et X' occupent leurs positions de départ, il est évident que l'air sera dilaté entre O et X'', condensé entre X'' et X'; mais il faut recourir au calcul pour découvrir la variation exacte de la densité, lorsqu'on passe d'une couche à la suivante.

Loi des variations de densité de l'air, lors de la propagation du son.

Soit e l'écart ou la distance qui sépare actuellement une couche, ayant pour abscisse x, de sa position de repos; cet écart sera $e+de$ pour la couche suivante dont l'abscisse est $x+dx$. Si les deux écarts étaient égaux, la masse d'air comprise entre ces deux couches aurait évidemment la même densité qu'avant le mouvement; mais si le second surpasse le premier, cette masse d'air sera dilatée, et sa dilatation θ aura pour expression $\frac{de}{dx}$. Or l'écart e est lié à la fonction des vitesses par l'équation $e = \int^T V dt$, V étant donné par la formule (2), et T représentant le temps écoulé depuis le moment où la couche X a commencé à se mouvoir; on déduit de cette équation: $\theta = \frac{de}{dx} = \int \frac{dV}{dx}dt$; mais la fonction V (2) vérifie l'équation aux différences partielles: $\lambda \frac{dV}{dx} + \tau \frac{dV}{dt} = 0$, et puisque $\lambda = a\tau$, on en conclut $\frac{dV}{dx} = -\frac{1}{a}\frac{dV}{dt}$, et enfin: $\theta = -\frac{V}{a}$.

D'après cette relation, les couches d'air comprises entre O et X'', qui ont toutes des vitesses négatives, sont actuellement dilatées, et la valeur absolue de la dilatation pour chaque couche est propor-

tionnelle à la vitesse dont elle est maintenant animée. Au contraire, la masse d'air entre X″ et X′ est actuellement condensée, et chacune de ses couches a une densité d'autant plus grande qu'elle se meut plus vite. Et par exemple, les couches d'air en O,X″,X′, ont la même densité que lors du repos, la couche en *J* est à son maximum de condensation, celle en J′ à son maximum de dilatation.

On voit ainsi que la courbe OJ′X″JX′ peut représenter indifféremment, par ses ordonnées, ou la loi de succession des vitesses, ou celle des changements de densité, et qu'une onde entière étant partagée en deux parties, la première peut être appelée ***demi-onde condensante***, la seconde ***demi-onde dilatante***. L'une correspond précisément aux vitesses positives, l'autre aux vitesses négatives.

Ondes sphériques.

404. On passe facilement de la théorie du mouvement des ondes sonores dans un cylindre, à celle de leur mouvement dans toutes les directions autour d'un point, centre d'ébranlement où l'on peut supposer qu'une petite sphère gazeuse soit alternativement condensée et dilatée. Il suffit de remarquer qu'alors, en vertu de la loi énoncée de la vitesse de propagation, l'amplitude seule des oscillations va en diminuant, à mesure que l'on considère sur un même rayon des couches d'air de plus en plus éloignées du centre; mais que l'ordre, la succession et les rapports d'étendue des ébranlements successivement communiqués à une même couche, ne doivent pas changer. D'où il suit que la longueur d'ondulation, ou la largeur de l'onde sera encore la même; seulement pour se représenter géométriquement le mouvement général de l'air sur un même rayon sonore, il faudra imaginer, qu'en même temps que la portion de courbe OJ′X″JX′ glisse sur ce rayon avec la vitesse uniforme a, et que sa base OX″X′ conserve toujours la même grandeur, ses ordonnées, qui représentent les vitesses des couches d'air qu'elles traversent, vont en diminuant à mesure qu'elles s'éloignent, proportionnellement à la distance qu'elles parcourent.

La loi des vitesses pourra être représentée analytiquement par la formule (2), en divisant le second membre par x. En effet, lorsqu'un son produit en un point d'une masse d'air se propage dans toutes les directions, la vitesse propre de chaque partie de cette masse, à une même époque de son mouvement vibratoire, est d'autant plus petite que sa distance x au centre d'ébranlement est plus grande; car la force vive $\left(\frac{mv^2}{2}\right)$, correspondante à chaque ébranlement, doit rester constante, lorsque cet ébranlement, se propageant de couche en couche, laisse en repos celle qui le transmet; or la masse d'air totale de la couche située à une distance x, actuellement animée

de la vitesse V tandis que tout le reste du fluide est en repos, est proportionnelle au carré x^2; le produit $x^2 V^2$ doit donc être constant. V doit donc être en raison inverse de x.

405. Le rapport des intensités d'un même son, à deux distances différentes du corps sonore, doit être celui des forces vives qui seraient communiquées à une même masse d'air, considérée successivement à ces deux distances, par la propagation d'un même ébranlement élémentaire; il est donc égal au rapport des carrés des vitesses propres correspondantes à cet ébranlement; ou enfin, au rapport inverse des carrés des distances. Ainsi l'intensité du son doit décroître en raison inverse du carré de la distance au corps sonore. Cette loi de la diminution d'intensité se démontre de la même manière pour la propagation des ondes en général, quelle que soit la nature du milieu élastique qui les transmet, et quelle que soit la direction du mouvement vibratoire communiqué, relativement à celle que suit la propagation; elle a donc lieu pareillement pour la lumière qui, comme nous le verrons, doit être attribuée à des ondes analogues aux ondes sonores. On peut vérifier par l'expérience que l'intensité de la lumière suit effectivement cette loi de décroissement, mais la même vérification serait difficile à faire pour le son.

Loi de l'intensité du son.

406. M. Poisson a démontré que tout ébranlement produit en un point d'une masse gazeuse, quelle que soit sa direction, se propage en onde sphérique suivant les lois qui viennent d'être développées; c'est-à-dire qu'à partir d'une distance finie et très-petite de l'origine du mouvement, les molécules du gaz se meuvent suivant les rayons même des ondes. D'où il suit que, lors de la propagation du son, les masses d'air atteintes par le mouvement vibratoire sont toujours alternativement condensées et dilatées.

Direction du mouvement oscillatoire dans les ondes sonores.

407. La longueur d'une demi-ondulation (λ) est intimement liée avec la durée τ d'une demi-vibration du corps sonore, puisque leur rapport est constamment a, ou la vitesse de propagation du son dans l'air. Cette relation $\lambda = a\tau$ peut servir à déterminer l'une des trois quantités λ, τ, a, lorsque les deux autres sont connues. Les sons étant d'autant plus graves ou plus aigus que τ est plus grand ou plus petit, λ est plus grand pour les sons graves, plus court pour les sons aigus.

Longueurs d'ondulation.

408. Telle est la théorie des ondes sonores. Un tuyau d'un quart de lieue de longueur, composé de cylindres creux en fonte réunis par des rondelles de plomb, qui devait servir à conduire les eaux dans l'intérieur de Paris, donna à M. Biot l'occasion de vérifier plu-

Expériences de vérification.

sieurs conséquences de cette théorie. Un son produit à l'orifice du tuyau, et se propageant suivant son axe, ne devait pas diminuer sensiblement d'intensité, puisque les dimensions transversales des couches successivement ébranlées étaient partout les mêmes. En effet, lorsqu'une personne parlait à l'orifice, même assez bas, elle était entendue à l'autre extrémité, quoique le tuyau ne fût pas rectiligne, et que son développement fût de près d'un quart de lieue. La théorie indique que les sons graves ou aigus doivent employer le même temps à se propager dans l'air, puisque la vitesse de propagation du son est indépendante de sa hauteur. L'expérience a confirmé cette loi générale; car en faisant jouer un air de musique par un instrument à l'une des extrémités du tuyau de conduite, il était entendu à l'autre extrémité sans aucune altération, ce qui exigeait que les différents sons eussent conservé en se propageant les mêmes intervalles de temps qui les séparaient à l'origine, sans quoi la mesure eût été altérée, et le chant dénaturé.

Mesure directe de la vitesse du son.

409. On a entrepris plusieurs fois de déterminer par l'expérience la vitesse réelle du son. L'opération la plus exacte est celle qui fut faite dans les environs de Paris, entre Montlhéry et Montmartre. Un canon était tiré à l'une des stations, et l'on comptait à l'autre le temps qui s'écoulait entre l'apparition de la lumière et l'instant où le bruit se faisait entendre. Le temps que met la lumière pour se transmettre à quelques lieues étant tout-à-fait inappréciable, il suffisait de diviser la distance connue des deux stations, par le nombre de secondes écoulées entre la lumière reçue et le son transmis, pour avoir la vitesse de propagation cherchée. Ces expériences furent faites la nuit afin d'apercevoir plus facilement le signal, et pour que le bruit ne fût pas affaibli par des sons étrangers.

Le vent qui entraîne la masse d'air dans laquelle l'onde se propage doit ralentir ou augmenter la vitesse du son, suivant qu'il se dirige en sens contraire ou dans le même sens. Cette cause d'erreur peut être écartée en croisant les feux dans des temps très-rapprochés, et en prenant la moyenne des deux observations consécutives; car le son se propageant dans deux directions opposées, sa vitesse apparente devra être autant diminuée dans un sens par le vent existant, qu'elle sera augmentée dans l'autre sens.

Le nombre auquel on est généralement parvenu, dans toutes les expériences de cette nature, est celui de 333 *mètres* par seconde sexagésimale, à la température de 0°. A une température différente cette vitesse varie; la théorie indiquait cette variation, puisqu'à densité égale l'élasticité de l'air est d'autant plus grande que la

température est plus élevée; cette élasticité supposée 1 à 0° devenant $1+\alpha t$ à $t°$, $\left(\alpha=\frac{1}{266,67}\right)$, on devait trouver pour la vitesse de propagation du son à la température t, $a=333^{m}\sqrt{1+\alpha t}$, si la théorie était exacte. Cette dernière formule a été vérifiée par plusieurs observations s'étendant entre — 25°, et 27 ou 30° au-dessus de zéro.

410. Mais pour que le résultat de la théorie fût complétement vérifié, il fallait comparer la valeur numérique de la vitesse de propagation du son, donnée par ce résultat, à celle déduite de l'observation. La formule $a=\sqrt{\frac{e}{d}}$ peut être mise sous une forme plus commode. Soient ϖ le poids de l'unité de volume du gaz dans lequel le son se propage ; g l'intensité de la pesanteur ou le poids de l'unité de masse; et h la hauteur d'une colonne du gaz proposé ayant pour base l'unité de surface, dont la densité serait partout la même, et qui exercerait par son poids sur sa base une pression égale à e. On aura évidemment : $d=\frac{\varpi}{g}$, $e=h\varpi$, et la vitesse de propagation déduite de l'analyse devient $a=\sqrt{gh}$; c'est-à-dire qu'elle doit être la même que celle acquise par un corps pesant tombé dans le vide de la hauteur $\frac{h}{2}$. Correction de la vitesse du son calculée.

La hauteur barométrique qui fait équilibre à la pression de l'atmosphère étant moyennement $0^{m},76$, on aura la valeur numérique de h, d'après sa définition, en multipliant $0^{m},76$ par le rapport connu 10466 de la densité du mercure à celle de l'air ; on a en outre $g=9^{m},8088$; on trouvera ainsi $a=\sqrt{gh}=279^{m},3$; et en ayant égard à la variation de la température $a=279^{m},3\sqrt{1+\alpha t}$. Ce résultat diffère beaucoup de celui donné par l'observation directe qui est $a=333^{m}\sqrt{1+\alpha t}$.

Cette différence, entre la vitesse de propagation du son calculée et celle obtenue par des expériences directes, était connue depuis longtemps; on avait répété les expériences dans différents pays, en multipliant les précautions qu'on jugeait nécessaires, on avait toujours obtenu à peu près le même nombre 333^{m} ; la différence dont il s'agit devait donc tenir à quelque circonstance importante du phénomène, négligée dans le calcul. C'est Laplace qui assigna la véritable cause de ce désaccord entre l'analyse et l'observation.

Lorsqu'un fluide élastique est comprimé ou dilaté, il y a variation de température; Laplace pensa d'après cela que, lors de la propagation du son, les variations brusques de densité des couches d'air ébranlées devaient être accompagnées de variations de température, qui pouvaient augmenter le rapport de l'élasticité à la den-

sité de l'air ; il trouva que pour tenir compte de cette cause il fallait multiplier e, dans la formule $a=\sqrt{\frac{e}{d}}$, par le rapport $\frac{c}{c'}$ du calorique spécifique à pression constante c, à celui sous volume constant c', du gaz dans lequel le son se propageait ; en sorte que la formule corrigée devait être $a=\sqrt{\frac{e}{d}(1+\alpha t)\frac{c}{c'}}$.

Une expérience de M. Clément, que nous avons décrite, donne pour le rapport $\frac{c}{c'}$ le nombre 1,375 ; mais ce résultat doit être considéré comme trop faible, parce que, dans l'expérience citée, il y a des pertes de chaleur par les enveloppes, qu'il n'est pas possible d'évaluer. Si l'on adopte ce nombre, dont la racine carrée est à peu près 1,172, on trouve pour la vitesse de propagation du son, déduite du calcul et corrigée : $a=311{,}81\sqrt{1+\alpha t}$. Ce résultat est encore plus faible que celui donné par l'observation ; il faut prendre $\sqrt{\frac{c}{c'}}=1{,}193$, ou $\frac{c}{c'}=1{,}41$, pour obtenir une formule vérifiable. Or la différence des deux nombres 1,41 et 1,375 pouvant être attribuée à l'imperfection de toute expérience de même nature que celle faite par M. Clément, on doit regarder la formule de Newton, corrigée par Laplace, comme s'accordant avec l'observation.

M. Biot a imaginé une expérience pour prouver qu'il y a développement de chaleur lors de la propagation du son dans un fluide élastique. Quand un espace est saturé de vapeur, la moindre diminution du volume sans augmentation de température, doit produire une liquéfaction ; d'après cela, lorsque le son tend à se propager dans un espace saturé de vapeur, cette propagation ne pouvant avoir lieu sans qu'il y ait d'abord condensation dans la première couche ébranlée, cette condensation donnerait lieu à une liquéfaction si un dégagement de chaleur ne l'accompagnait pas, et elle ne serait pas suivie d'une dilatation, en sorte que l'ébranlement ne serait pas communiqué à la couche suivante ; il s'ensuivrait que le son ne pourrait pas se propager dans la vapeur à saturation. Si cependant lors de ces circonstances il y a son transmis, on devra en conclure que la condensation brusque d'une couche de vapeur, dans la propagation du son, est accompagnée d'un dégagement de chaleur qui s'oppose à la liquéfaction. Or c'est ce qui a lieu en effet ; car si l'on prend un ballon vide d'air, au milieu duquel une petite clochette suspendue par un cordon peu élastique ne fait entendre aucun son lorsqu'on l'agite, le son est transmis aussitôt qu'on met l'intérieur du ballon en communication avec de l'éther qui le remplit de vapeur.

411. Lorsque les ondes sonores qui se propagent dans un fluide élastique rencontrent un obstacle fixe, ou une surface de séparation entre ce fluide et un autre milieu de densité différente, il y a réflexion comme pour la lumière; c'est-à-dire que des ondes réfléchies se propagent dans le gaz en s'éloignant de l'obstacle. Si l'on convient d'appeler rayon sonore une droite quelconque partant du centre d'ébranlement et suivant laquelle le son se propage, la loi de la réflexion du son, déduite du calcul, peut s'énoncer en disant qu'un rayon sonore se brise à la surface réfléchissante, de telle manière que le rayon réfléchi et le rayon incident sont situés dans un même plan perpendiculaire à l'obstacle, et font avec la normale deux angles égaux. Cette loi de la réflexion du son est ainsi la même que celle de la réflexion de la chaleur et de la lumière. Ondes sonores réfléchies.

Le fait de la réflexion du son est manifesté par *les échos*. Il y a des échos multiples qui dépendent de plusieurs obstacles tellement disposés que, par les réflexions successives qui s'opèrent à leur surface, ils renvoient à l'oreille le même son, à des époques différentes et avec des intensités décroissantes. L'expérience prouve que l'oreille ne peut distinguer que dix sons par seconde, ou qu'elle ne peut percevoir distinctement la succession de deux sons séparés par un intervalle de temps moindre que $\frac{1}{10}$ de seconde; or le son parcourt 333 mètres par 1″, deux sons successifs ne peuvent donc être distingués que s'ils se propagent à $33^m,3$ au moins de distance l'un de l'autre; d'après cela, un observateur qui produit un son en face d'un obstacle plan pouvant donner lieu à un écho, doit être au moins placé à $16^m,5$ de cet obstacle. On conçoit facilement que plusieurs obstacles, tels par exemple que deux plans solides ou deux murs parallèles, distants de plus de $33^m,3$, puissent donner lieu à un écho multiple, pour un observateur placé au milieu de l'espace qui les sépare.

Il y a des surfaces courbes qui, par les réflexions qu'elles occasionnent, font concourir en un même point les rayons sonores partis d'un autre point. Dans une des salles du Conservatoire des Arts et Métiers, un observateur placé à l'un des angles entend des paroles prononcées à voix basse à l'angle opposé, tandis qu'une personne placée au milieu ne peut les distinguer; la forme de la voûte est la cause de ce phénomène. On conçoit que si la surface est celle d'un ellipsoïde de révolution, le son produit à l'un des foyers doit être entendu plus distinctement à l'autre foyer qu'en tout autre point.

412. Le porte-voix consiste en un cône métallique vers le sommet duquel est une embouchure, et qui présente à son autre extrémité Porte-voix.

une partie plus évasée que le reste du cône, à laquelle on donne le nom de *pavillon*. L'avantage de cette dernière disposition a été indiqué par l'expérience, mais la théorie n'en connaît pas la cause. Quant à l'utilité du cône pour favoriser la propagation du son dans une certaine direction, en augmentant son intensité, il est facile de la concevoir; car les réflexions du son produit à l'embouchure, opérées par les parois intérieures, forcent les rayons sonores à faire des angles de plus en plus petits avec l'axe de l'instrument. On peut

FIG. 199. s'en convaincre en partant de la loi connue de réflexion. Soient AB l'axe du cône, CD une des arêtes de la paroi conique, B*a* un rayon sonore incident, *a*R le rayon réfléchi correspondant, *b'ab* une parallèle à AB, on aura l'angle $aBR = Bab = BaD + Dab$ et $aRB = Rab' = BaD - Dab$, d'où $aBR = aRB + 2Dab$; ainsi, à chaque réflexion sur la paroi intérieure du porte-voix, le rayon réfléchi fait avec l'axe un angle plus petit que le rayon incident, et la différence est égale à l'angle au sommet du cône.

Propagation du son dans les solides et les liquides.

413. Jusqu'ici nous avons supposé que le fluide intermédiaire qui communiquait les vibrations du corps sonore à l'organe de l'ouïe était gazeux; mais les corps solides et liquides, dont l'élasticité est démontrée par toutes les expériences que l'on a faites pour constater leur compressibilité, doivent pouvoir aussi *transmettre* les sons. L'expérience confirme cette prévision : les personnes qui plongent sous l'eau entendent les sons produits dans l'air au-dessus de la surface du liquide. Si l'on place l'oreille à l'extrémité d'une poutre qui est légèrement frappée à l'autre bout, on distingue facilement le son transmis par le bois. M. Biot s'est proposé de déterminer la vitesse de propagation du son dans l'enveloppe solide du tuyau de conduite dont nous avons parlé plus haut : un appareil produisant un son fut disposé à l'orifice, et l'on entendit à l'autre bout du tuyau deux sons distincts; l'un était transmis par la masse d'air intérieur, et l'autre, qui arrivait beaucoup plus vite, était communiqué par l'enveloppe en fonte. M. Biot a conclu de cette expérience que le son se propage dix fois et demi plus vite dans la fonte que dans l'air; mais ce résultat présente quelque incertitude, à cause des solutions de continuité dans l'enveloppe, provenant des rondelles de plomb qui réunissaient ses différentes parties.

M. Poisson a trouvé par l'analyse, une relation très-simple entre la vitesse de propagation du son (a) dans une lame, et le nombre (n) de vibrations longitudinales qu'elle exécute dans l'unité de temps ; cette relation est : $a = \frac{2l}{n}$, l étant la longueur de la lame ; le nombre

n pouvant être déterminé par l'expérience, cette formule donne le moyen de connaître a.

On doit à Laplace une formule plus générale, qui donne la vitesse de propagation du son dans les liquides et les solides. Cette formule est $a = \sqrt{\frac{g}{\varepsilon}}$; g est l'intensité de la pesanteur, ε la quantité dont s'allonge ou se raccourcit une colonne du corps, ayant pour hauteur l'unité de longueur, sous l'influence d'une traction ou pression égale au poids de cette colonne. En substituant dans cette formule des nombres connus pour g, ε, on aura ainsi la vitesse de propagation du son dans tous les corps dont on connaît le coefficient de compressibilité. Pour l'eau, on trouve $a = 1428^{m}$, ce qui indiquerait que le son se propage quatre fois et demi plus vite dans l'eau que dans l'air.

Mesure directe de la vitesse du son dans l'eau.

414. Ce dernier résultat a été confirmé par une expérience directe que MM. Colladon et Sturm, ont faite pendant une nuit sur le lac de Genève, en produisant un son à une des extrémités du lac, et comptant le temps qu'il mettait à parvenir, par sa propagation dans l'eau, à une distance de près de quatre lieues. Le son était produit au moyen d'une cloche assez forte suspendue à un bateau, et qui plongeait dans l'eau. Un levier coudé venait mettre le feu à un amas de poudre, au moment même où un marteau, mobile avec ce levier, tombait sur la cloche; on avait ainsi un signal lumineux qui indiquait l'instant de départ du son.

La difficulté de l'expérience consistait principalement à rendre le son transmis par l'eau appréciable à la distance considérable où on voulait le percevoir; on s'est servi à cet effet d'un tuyau de tôle, cylindrique et creux, qui était fermé, à l'exception d'une petite ouverture ménagée vers le haut et contre laquelle on appliquait l'oreille; la paroi du tuyau était disposée, sur un des côtés et vers le bas, en plaque circulaire que l'on dirigeait perpendiculairement à la direction des rayons sonores, et à laquelle on avait donné une grande surface. Cet appareil étant immergé, les ébranlements communiqués à la plaque par les vibrations de l'eau se transmettaient à l'air du tuyau, et l'on entendait distinctement le son produit à près de quatre lieues de distance C'est ainsi que MM. Sturm et Colladon ont trouvé, pour la vitesse du son dans l'eau, le nombre 1435^{m}, résultat que l'on peut regarder comme identique avec celui déduit de la formule de Laplace. Fig. 200.

VINGT-SEPTIÈME LEÇON.

De la sensation du son. — Organe de l'ouïe. — Sensation des accords. — Mesure des sons. — Sons harmoniques. — Échelle musicale. — Tons et demi-tons. — Tempérament. — Logarithmes acoustiques.

Sur la sention du son.

415. Après avoir constaté que le son est dû aux vibrations d'un corps élastique, qu'il se propage par la communication du mouvement vibratoire à l'air ou à d'autres milieux pondérables, il importe, pour complétet l'étude de ce phénomène, de décrire l'organe qui le perçoit, et d'analyser les sensations qu'il produit. Cette partie de l'acoustique, ainsi définie, paraît appartenir plutôt à la physiologie qu'à la physique ; il en est de même de la vision, qui comprend la description de l'œil et l'analyse des sensations perçues par cet organe. Il ne sera peut-être pas inutile de justifier ici, par quelques réflexions, ces empiétements apparents de la physique sur le domaine d'une autre science.

Toutes nos sensations paraissent dues à certaines actions que les nerfs reçoivent des agents inorganiques ; mais presque toujours ces actions ne sont transmises au système nerveux, que par des appareils d'une contexture très-différente, et qui, étant en rapport direct avec les agents extérieurs, ont nécessairement des propriétés physiques appropriées à la seule influence que ces agents doivent exercer. Ces appareils, tout organiques qu'ils soient, doivent donc se conduire, se mouvoir de la même manière que les substances inorganiques capables d'éprouver l'effet des causes naturelles qu'il s'agit de rendre sensibles. Sous ce point de vue l'étude des propriétés de ces organes intermédiaires appartient à la physique; et cette science ne doit arrêter ses investigations que là où le système nerveux commence à paraître.

D'ailleurs si l'on enlevait au physicien la faculté de faire des excursions sur les limites de l'organisme, on le priverait d'un moyen puissant de découvrir ou de vérifier les lois et les propriétés des agents naturels; car les organes intermédiaires, destinés à mettre les corps vivants en rapport avec le monde extérieur, remplissent

ce but avec une perfection qu'il serait difficile de réaliser; et souvent ce qu'il y a de mieux à faire, pour construire un appareil dont l'objet est de régulariser ou de concentrer les effets d'un agent physique, c'est d'imiter le plus possible l'appareil analogue qui se présente dans la nature.

Sans doute l'analyse des sensations, et celle des jugements qu'elles nous font porter, sont étrangères à la physique proprement dite; mais si l'on considère que nos sens entrent toujours pour quelque chose dans le travail de la plupart des expériences, qu'ils y jouent souvent un rôle indispensable, comme moyen de mesure et de comparaison, on reconnaît la nécessité d'entrer dans quelques détails sur leurs propriétés, tant pour régulariser leur emploi, que pour estimer l'exactitude des résultats qu'ils fournissent. D'ailleurs si l'expérience constate des relations très-simples, entre la nature des sensations et les effets immédiats des causes extérieures qui les font naître, il suffira de rétablir les sensations pour être certain de l'existence des effets correspondants; on aura ainsi un moyen simple de reproduire, d'analyser ces effets, et par suite d'étudier les lois qui les régissent.

416. L'organe de l'ouïe, chez l'homme, présente d'abord un canal ouvert à l'extérieur, appelé *conduit auditif*. Les parois de ce canal, formées par une membrane épaisse, se replient, se contournent en s'épanouissant vers l'orifice, et forment ainsi le *pavillon*, qui paraît destiné à concentrer les ondes, ou à diriger les rayons sonores, par une suite de réflexions, parallèlement à l'axe de la partie plus profonde, qui est à peu près cylindrique. Il est à croire aussi que les parois du pavillon partagent elles-mêmes les vibrations transmises par l'air, et que la variété d'inclinaison des différents éléments de sa surface, a pour but d'en offrir toujours plusieurs dans une direction normale à celle des rayons sonores, telle qu'elle soit. Les vibrations de ces éléments particuliers, excitées ainsi dans les circonstances les plus favorables, peuvent être ensuite communiquées, par les cartilages qui les avoisinent, aux autres parties de l'oreille externe, leur direction subissant dans ce trajet des modifications convenables. Description de l'oreille.

Le conduit auditif se termine obliquement par une membrane mince et très-élastique, connue sous le nom de *membrane du tympan*. Derrière cette membrane se trouve une cavité osseuse, remplie d'air, appelée la *caisse du tympan*, et qui communique avec l'arrière-bouche par un petit canal nommé la *trompe d'Eustache*. La position et la nature de la membrane du tympan, l'équilibre de

pression de l'air sur ses deux faces, sans cesse rétabli par la trompe d'Eustache, font penser que cette membrane vibre à l'unisson de tous les sons, qui, se propageant à l'extérieur, atteignent le conduit auditif. Le fait reconnu par M. Savart, qu'une membrane tendue peut vibrer à l'unisson de tous les sons produits par des corps voisins, ou qui se propagent avec intensité dans la masse d'air qui l'entoure, rend cette opinion très-probable. Mais les vibrations ont un autre trajet à faire pour parvenir au nerf acoustique.

Sur les parois de la caisse du tympan sont deux membranes nouvelles qui la séparent de deux autres cavités. L'une de ces membranes, située vers le haut de la caisse, est dite la *fenêtre ovale;* la seconde, placée au fond, est la *fenêtre ronde.* Au milieu de la caisse sont suspendus quatre petits os, composant la *chaîne des osselets,* et que leurs formes différentes ont fait nommer : *le marteau, l'enclume, le lenticulaire et l'étrier.* Le marteau, fixé parallèlement à la membrane du tympan, se lie par une de ses extrémités à l'enclume; l'enclume est jointe au lenticulaire, et ce troisième os à l'étrier, qui aboutit à la fenêtre ovale. Cette chaîne osseuse paraît destinée à communiquer les vibrations de la membrane du tympan à celle de la fenêtre ovale ; elle joue en quelque sorte le même rôle que l'âme du violon, qui sert à transmettre le mouvement vibratoire de l'une à l'autre des deux tables de cet instrument. Des muscles qui agissent sur la chaîne des osselets peuvent la courber plus ou moins, et modifier ainsi la tension des deux membranes qui la terminent, soit pour diminuer l'amplitude de leurs vibrations, soit pour reculer la limite des sons aigus perceptibles.

Derrière la fenêtre ovale se trouve une cavité osseuse, appelée le *vestibule.* Quant à la fenêtre ronde, elle sépare la caisse du tympan d'un conduit osseux, courbé en spirale, nommé le *limaçon*, et qui débouche dans le vestibule. Les vibrations sont sans doute transmises directement à la membrane de la fenêtre ronde, par l'air contenu dans la caisse. Le vestibule, le limaçon et trois canaux osseux semi-circulaires qui communiquent avec le vestibule par leurs deux extrémités, constituent l'oreille interne ou le *labyrinthe.* Enfin, toutes les parties de ce labyrinthe contiennent un liquide transparent, au milieu duquel viennent flotter les premiers filets du nerf acoustique ; c'est donc par l'intermédiaire de ce fluide que les vibrations, convenablement transformées, agissent sur le système nerveux.

On a reconnu par l'observation que toutes les parties de l'oreille externe peuvent être hors d'état de remplir leurs fonctions, sans

qu'il en résulte une surdité complète. Ainsi, le pavillon peut être rasé, la membrane du tympan déchirée, la chaîne des osselets rompue, et, pourvu que les deux fenêtres du labyrinthe soient intactes, que le liquide qu'il contient subsiste sans altération, l'oreille perçoit encore la sensation du son. Si l'on étudie l'organe de l'ouïe chez les animaux, on remarque qu'à mesure que leur organisation se simplifie, cet appareil devient de moins en moins compliqué. Chez les crustacés, il se compose d'une simple cavité osseuse, fermée par une membrane qui reçoit directement les vibrations extérieures, et qui renferme un liquide où flotte l'extrémité du nerf acoustique.

Mais si l'oreille externe n'est pas indispensable pour que la perception d'un bruit puisse avoir lieu, tout porte à croire que toutes ses parties sont nécessaires pour rendre sensibles toutes les nuances du son. C'est-à-dire qu'il serait impossible, sans cet organe intermédiaire, d'estimer avec précision la direction et l'intensité d'un son, sa hauteur, son timbre. Si l'on réfléchit à la variété infinie de ces diverses qualités, et avec quelle justesse l'oreille humaine saisit leurs plus petites modifications, on ne sera plus étonné de la complication apparente de cet organe. Par exemple, on conçoit qu'une organisation plus simple pourrait priver l'ouïe de la faculté surprenante d'apprécier les moindres différences de timbre ; nous reconnaissons une personne à sa voix qui n'a de particulier que son timbre; nous ne nous trompons pas sur les variations de la voix articulée, dont la cause peut être très-différente de celle qui fait varier les sons produits par les instruments.

Variations des limites des sons perceptibles.

417. Parmi les diverses facultés que possède l'ouïe, la seule qu'il importe de considérer ici est celle qui nous permet de comparer les sons, ou de distinguer leur gravité et leur acuité. Nous avons cité des limites au delà desquelles les sons cessent en général d'être perceptibles par l'oreille humaine (§ 387) ; mais Wollaston a fait des expériences curieuses, qui indiquent que ces limites, ou l'intervalle qui les sépare, sont variables d'un individu à un autre. De nouvelles recherches, faites par M. Savart, ont prouvé que la variation des limites du son, ou de la faculté de percevoir plus ou moins facilement des sons très-graves ou très-aigus, dépend plutôt de l'intensité que de la hauteur; en sorte que la surdité relative pour des sons extrêmes, tient seulement à ce que ces sons n'ont pas été produits avec une intensité assez forte, pour ébranler l'organe de l'ouïe. Chez un même individu, la faculté de percevoir plus ou moins facilement des sons bas ou élevés, est variable avec le temps.

Wollaston a signalé plusieurs circonstances dans lesquelles l'oreille se trouve momentanément affectée d'une surdité relative pour certains sons. On peut, par la trompe d'Eustache, introduire une plus grande quantité d'air dans la caisse du tympan, ou en faire sortir une partie, de manière que l'élasticité de l'air qu'elle renferme soit plus grande ou plus petite que celle de l'air extérieur. Quand, la bouche et le nez étant fermés, on exécute le mouvement d'aspiration, les poumons se dilatent, et l'air qu'ils contiennent se raréfie, ainsi que celui de la caisse du tympan; lorsqu'ensuite on ouvre le nez ou la bouche, l'air extérieur, par l'excès de son élasticité, refoule l'ouverture très-étroite de la trompe d'Eustache, et ses parois repliées ferment le canal intérieur, en sorte que l'air de la caisse reste raréfié. Dans cet état, la membrane du tympan, plus fortement pressée du dehors par le conduit auditif, prend une forme concave; alors elle n'est plus propre à transmettre la sensation des sons graves; les sons aigus sont au contraire plus facilement perceptibles.

On reproduit quelquefois involontairement des circonstances analogues, comme par exemple dans l'éternuement, qui refoule l'air dans la caisse du tympan. Si la trompe d'Eustache se ferme avant que l'équilibre des pressions du fluide soit rétabli, la membrane prend une forme convexe au dehors, et l'oreille devient encore sourde pour les sons très-graves. Dans les deux cas, pour rétablir l'organe dans son état normal, il suffit d'avaler quelque chose; le mouvement de l'œsophage rouvre la trompe d'Eustache, et la surdité cesse.

Sensations des accords.

418. L'oreille saisit particulièrement les intervalles qui existent entre deux ou plusieurs sons simultanés ou successifs ; c'est-à-dire qu'elle éprouve alors des sensations, en quelque sorte composées, connues sous les noms *d'accords* et de *dissonances*. Le plus simple des accords est *l'unisson*; une oreille un peu exercée distingue parfaitement quand deux sons, produits par des instruments différents, et ayant conséquemment des timbres fort dissemblables, ont précisément la même hauteur. Après l'unisson l'accord le plus simple est l'*octave*; viennent ensuite la *quinte*, les *tierces majeure et mineure*, la *quarte*. L'expérience a démontré que la sensation d'un accord dépend uniquement du rapport des nombres de vibrations correspondantes aux sons qui la font naître; c'est cette relation importante qu'il s'agit de définir et de constater. Il est nécessaire, pour cela, d'indiquer par quels procédés on parvient à trouver le nombre de vibrations qui produit un son donné.

419. On peut se servir à cet effet d'une lame vibrante, libre à l'un de ses bouts, et pincée dans un étau vers l'autre extrémité. La théorie indiquant que dans ces circonstances le nombre des vibrations de la lame varie en raison inverse du carré de la longueur de la partie vibrante, et l'expérience ayant vérifié cette loi sur de grandes longueurs, on peut admettre son exactitude dans tous les cas. Ayant donc mesuré la longueur L de la lame, lorsqu'elle faisait un nombre N d'oscillations que l'on a pu compter, on la raccourcit en la faisant glisser entre les mâchoires de l'étau, jusqu'à ce qu'elle puisse produire un son que l'oreille reconnaisse avoir la même hauteur que le son à évaluer; on mesure alors la longueur l de la lame, et l'on a, pour déterminer le nombre x de vibrations qui correspond au son proposé, l'équation : $xl^2 = NL^2$. Mesure des sons.

Une méthode plus commode est fondée sur cette autre loi fournie par la mécanique rationnelle, que le nombre n de vibrations transversales, exécutées dans une seconde de temps par une corde métallique de longueur l, de rayon r, de densité δ, et tendue par un poids P, est donné par l'équation $n = \frac{1}{rl}\sqrt{\frac{P}{\pi\delta}}$ (§ 389). Toutes les quantités qui se trouvent dans cette formule étant évaluables, on pourra calculer le nombre n de vibrations exécutées par la corde, lorsqu'elle produira un son de même hauteur que celui qu'il s'agit de mesurer. Pour changer le son de la corde et lui faire atteindre par tâtonnement l'accord que l'on veut établir, on peut modifier ou sa tension ou sa longueur. Dans le premier cas, la corde étant tendue verticalement pour que l'action des poids soit plus directe, à chaque poids nouveau que l'on suspend il faut attendre un temps assez considérable avant d'essayer le son produit, afin que les molécules de la corde atteignent les positions qui conviennent au nouvel état d'équilibre. S'il ne s'agit que de changer la longueur, on se sert d'un chevalet ou d'une pince fixe que l'on place à différentes hauteurs.

Les cordes vibrantes offrent un moyen facile de comparer les nombres de vibrations correspondants à plusieurs sons, dont l'oreille peut assigner les intervalles musicaux. Deux cordes tendues à côté l'une de l'autre étant mises à l'unisson, ou produisant un même son que nous appellerons son primitif, si l'on place un chevalet au milieu de l'une d'elles et que l'on fasse vibrer sa moitié, le nouveau son produit, que la théorie indique devoir correspondre à deux fois plus de vibrations que le son primitif, se trouvera être, pour une oreille exercée, à l'octave aiguë de ce premier son.

Si, la première corde conservant toujours la même longueur, on

fait varier au-dessous de la seconde la position du chevalet ou de la pince, de manière à mettre en vibration telle fraction voulue F, de sa longueur totale L, l'oreille reconnaît la quinte aiguë du son primitif; lorsque cette fraction F est $\frac{2}{3}$ L, la quarte quand F = $\frac{3}{4}$ L, la tierce majeure lorsque F = $\frac{4}{5}$ L, la tierce mineure quand F = $\frac{5}{6}$ L. Or, si la formule $n = \frac{1}{rl}\sqrt{\frac{P}{\pi\delta}}$ est vraie, les nombres des vibrations exécutées par différentes longueurs d'une même corde, également tendue, sont en raison inverse de ces longueurs; de plus, les sons peuvent être représentés par des nombres proportionnels aux nombres de vibrations qui leur correspondent dans le même temps; il suit donc des expériences précédentes que, si le son primitif est représenté par 1, sa quinte sera $\frac{3}{2}$, sa quarte $\frac{4}{3}$, sa tierce majeure $\frac{5}{4}$, sa tierce mineure $\frac{6}{5}$. Si, par des mesures plus directes, on trouve qu'effectivement les nombres de vibrations correspondants aux différents intervalles musicaux, qu'une oreille exercée peut facilement distinguer, sont entre eux dans les rapports simples exprimés par les fractions qui précèdent, on aura vérifié cette loi déduite de la théorie: que, toutes choses égales d'ailleurs, le nombre des vibrations faites par une corde est en raison inverse de sa longueur.

La sirène de M. Cagnard-Latour offre le moyen le plus commode et le plus exact que l'on puisse employer pour connaître les rapports des nombres de vibrations correspondants à différents sons. Au lieu d'une chute d'eau, il est préférable de se servir d'un courant d'air, qui produit le même effet, et dont on peut aussi faire varier facilement la vitesse pour élever le son donné par la sirène à la hauteur voulue, et faire produire successivement par cet instrument les sons correspondants à différents intervalles musicaux.

Afin de concevoir la possibilité de compter le nombre des chocs qui produisent un son déterminé dans la sirène, il faut remarquer d'abord qu'à chaque tour du plateau mobile il y aura autant de chocs que ce plateau offre de trous; nous supposerons qu'il y en ait huit. Il suffit d'après cela que l'instrument puisse indiquer le nombre de tours que fait le plateau mobile dans un temps donné; à cet effet une vis sans fin est adaptée à l'axe de ce plateau, elle engrène avec une roue dentée qu'elle fait marcher de deux dents ou d'un centième de sa circonférence à chaque tour; l'axe de cette première roue porte un rateau rendu mobile au moyen d'un excentrique, et qui s'appuie sur la tranche d'une seconde roue à dents aiguës et obliques, qu'il fait avancer d'une dent à chaque révolution complète de la première roue, ou à chaque centaine de tours du plateau. Des cadrans et des aiguilles correspondent aux

deux roues; un mécanisme à ressort et à bouton permet d'approcher ou d'éloigner la première de la vis sans fin, afin de pouvoir établir ou arrêter subitement le jeu du compteur.

Lorsque le courant d'air de la soufflerie a été réglé de telle manière que la sirène rende le son voulu, on pousse le bouton d'engrenage; on compte sur un chronomètre un certain nombre de secondes, 20 par exemple, et lorsqu'elles se sont écoulées on désengrène subitement. Les cadrans indiquent alors le nombre N de centaines de tours qui ont eu lieu, et celui n des tours simples de la centaine non achevée; enfin le nombre de chocs ou de vibrations correspondant au son proposé est : $\frac{8(100N+n)}{20}$. Quand on a un peu l'habitude de ce genre d'observation, on ne se trompe pas d'une vibration sur cinq cents. L'expérience peut d'ailleurs être prolongée pendant plusieurs minutes, et rendre ainsi sensiblement nulle l'erreur possible lorsqu'on touche le mécanisme au moment du départ et à la fin. On a vérifié par ce moyen les rapports simples énoncés plus haut entre les nombres de vibrations correspondants aux différents intervalles musicaux, et par suite la loi des cordes vibrantes.

420. Ce qu'il importe surtout de remarquer dans la sensation des accords, c'est que l'oreille est affectée de la même manière par deux sons simultanés conservant le même rapport ou le même intervalle musical, quels que soient les nombres absolus de vibrations qui leur correspondent. Ainsi, par exemple, les deux sons *ut*, *mi*, simultanés, produisant la sensation de la tierce majeure, l'oreille sera encore affectée de la même manière par les deux sons ut_2, mi_2, ou par ut_3, mi_3, quoique dans ces derniers cas les nombres de vibrations soient doubles et quadruples de ce qu'ils étaient dans le premier. Ainsi, ce ne sont ni les nombres absolus des vibrations, ni la différence de ces nombres, qui produisent sur l'oreille la sensation des accords, c'est uniquement leur rapport. Caractère général des accords.

421. On distingue en musique un certain nombre de sons, formant la *gamme naturelle*, et séparés les uns des autres par des intervalles d'une grandeur déterminée. Le procédé qui vient d'être indiqué a fourni le moyen de compter les nombres de vibrations correspondants à ces sons, et c'est par ces nombres qu'on les exprime en physique. Les noms usuels des notes de la gamme sont *ut*, *ré*, *mi*, *fa*, *sol*, *la*, *si*. Dans la série connue sous le nom d'échelle musicale, les sons se reproduisent dans le même ordre par périodes de sept notes, chaque période ne différant de celle qui la précède que par une octave. Pour distinguer un des sons de la gamme pri- Échelle musicale.

mitive, de tout autre appartenant à l'une des périodes antécédentes ou suivantes, on affecte ce dernier d'un indice positif ou négatif, suivant qu'il appartient à une octave aiguë ou grave. Si l'on représente par 1 le son le plus grave de la période primitive, l'expérience indique que les sept sons de cette gamme doivent être exprimés par les nombres suivants :

$$\begin{array}{cccccccc} ut, & ré, & mi, & fa, & sol, & la, & si, & ut_1,\ldots \\ 1, & \frac{8}{9}, & \frac{5}{4}, & \frac{4}{3}, & \frac{3}{2}, & \frac{5}{3}, & \frac{15}{8}, & 2,\ldots \end{array}$$

Les noms d'octavé, quinte, quarte et tierce, donnés aux différents intervalles que nous avons considérés plus haut, indiquent uniquement le rang que les sons occupent dans la série naturelle, relativement à la note primitive. Pour produire les sons de l'échelle musicale avec une même corde, il suffit, d'après la loi énoncée plus haut, de faire vibrer successivement les différentes parties de sa longueur, indiquées par les fractions précédentes renversées.

Génération de la gamme. Accord parfait.

422. La série des sons de l'échelle musicale, ou celle des sept notes qui forment une période, paraît avoir son orgine dans la nature de notre organisation. Les intervalles de ces sons ne sont pas les mêmes, ce qui semble donner à la formation de cette série naturelle quelque chose d'arbitraire et d'inexplicable; mais une remarque peut donner la clef de sa génération, c'est que la gamme s'obtient en renversant trois *accords parfaits*. On donne le nom d'accord parfait à trois sons simultanés, tels que le premier et le second forment une tierce majeure, le second et le troisième une tierce mineure, enfin le premier et le troisième une quinte, ou, pour nous servir d'une définition plus physique, à trois sons tels que les nombres de vibrations qui leur correspondent sont entre eux comme 4, 5, 6; l'observation indique que la coexistence de ces trois sons produit sur l'oreille la sensation musicale la plus agréable. Or si l'on prend dans l'échelle musicale les huit sons suivants, qui s'y succèdent en sautant à chaque intervalle une note intermédiaire,

$$\begin{array}{ccccccc} fa_{-1}, & la_{-1}, & ut, & mi, & sol, & si, & ré_1, \\ \frac{2}{3}, & \frac{5}{6}, & 1, & \frac{5}{4}, & \frac{3}{2}, & \frac{15}{8}, & \frac{9}{4}; \end{array}$$

ces sons, qui comprennent tous ceux de la gamme, forment trois accords parfaits : *fa, la, ut ; ut, mi, sol; sol, si, ré ;* il est facile de voir en effet que les nombres de vibrations correspondant aux trois sons de chaque groupe, sont entre eux comme les nombres 4, 5, 6.

423. Quand on écoute attentivement un son quelconque, produit par les vibrations d'une lame élastique, d'une corde tendue, ou d'un tuyau d'orgue, on distingue 2, 3, 4, 5 sons différents, quelquefois même un plus grand nombre. Ces sons ont entre eux des intervalles qu'une oreille exercée distingue facilement. Pour rendre ce phénomène très-sensible on peut se servir d'une corde très-forte, comme celle d'une contre-basse ou d'un violoncelle. Si l'on prend pour unité le son le plus grave de la série qui est aussi le plus fort, celui qu'on entend ensuite le plus facilement est l'octave aiguë de la quinte, ou le son 3; on distingue après la double octave de la tierce, ou le son 5; viennent enfin l'octave et la double octave du son principal, ou les sons 2 et 4, qui sont plus difficiles à saisir que les premiers. Il paraît que certaines personnes entendent encore les sons plus aigus représentés par 6 et 7. Ces effets varient d'ailleurs avec la nature de l'instrument; on peut les obtenir avec une corde vibrant transversalement; le nombre des sons est moins grand avec un tuyau d'orgue, mais ils sont alors plus faciles à saisir. Dans tous les cas, les sons qui accompagnent ainsi la note primitive portent le nom de *sons harmoniques;* on dit d'après cela que l'octave de la quinte, la double octave de la tierce majeure, l'octave et la double octave, forment les sons harmoniques du son principal. Sons harmoniques.

Il est facile de se rendre raison de ce phénomène, en admettant la superposition de différents modes de division du corps sonore, mais il serait possible cependant qu'il dépendît de notre organisation. Néanmoins on conçoit qu'une corde puisse se subdiviser en plusieurs parties qui vibrent séparément, en même temps que le mouvement de totalité a lieu. Ainsi, une corde peut exécuter des oscillations autour de sa position d'équilibre qui produisent le son le plus grave, ou le son principal, et en même temps ses deux moitiés peuvent vibrer en sens contraire l'une de l'autre, de telle manière que le milieu de la corde soit toujours dans la position qu'il occuperait sans ce dernier mouvement partiel, et forme ainsi un nœud de vibration; il peut encore arriver que la corde se divise spontanément en trois parties qui vibrent séparément, tandis que les deux premiers genres de mouvement ont lieu; enfin ces différents modes de subdivision peuvent se prolonger plus loin, en se superposant les uns aux autres. Nous avons déjà dit que la coexistence de ces différents mouvements est même indiquée par la théorie comme un résultat nécessaire, ou comme une conséquence rationnelle de l'expression analytique la plus générale des mouvements vibratoires (§§ — 389, 390).

On a cru pouvoir prouver la coexistence des mouvements partiels dont nous venons de parler, au moyen de l'expérience suivante : si on dispose un chevalet qui ne presse que très-légèrement une corde sonore, au milieu, au tiers, ou au quart de sa longueur, et si l'on fait vibrer la portion la plus courte au moyen d'un archet, on peut démontrer par l'expérience que le mouvement vibratoire se transmet à la portion la plus longue, qui se subdivise en parties égales à la plus courte, lesquelles vibrent séparément ; il suffit pour cela de placer de petits morceaux de papier, pliés en deux, à cheval sur la corde aux points où le mode de vibration supposé indique des nœuds et des ventres de vibration ; aussitôt que l'archet a fait vibrer la portion la plus courte de la corde, les morceaux de papier placés aux lieux où l'on présumait que le mouvement oscillatoire, communiqué de l'autre côté du chevalet, devait avoir le plus d'amplitude, sont effectivement projetés au dehors, tandis que les autres restent en place. Mais cette expérience, qui indique bien que le mode de subdivision présumé a lieu lorsque le chevalet occupe la place indiquée, ne prouve pas qu'il coexiste avec le mouvement de totalité quand le chevalet est éloigné. Toutefois, lorsqu'une corde de violoncelle est mise en vibration, on distingue facilement à l'œil, par la forme du volume apparent, le mode de subdivision en deux parties, qui doit produire l'octave aigu du son principal.

Cause probable de la sensation des accords.

424. Dans l'état actuel de la science, il est sans doute difficile de donner une explication complétement satisfaisante, tant de l'espèce de déchirement produit sur l'oreille par la succession rapide de deux sons discordants, que de la sensation agréable occasionnée par les accords. On peut néanmoins former quelques conjectures, assez probables, sur la cause de ces phénomènes physiologiques.

Toutes les équations aux différences partielles, par lesquelles les géomètres parviennent à représenter les mouvements vibratoires d'un corps élastique, homogène et de forme donnée, jouissent de cette propriété, que si une fonction périodique simple les vérifie, une infinité d'autres fonctions de la même nature, dont les périodes ont des rapports assignables avec la première, peuvent pareillement les vérifier. Or chacune de ces fonctions périodiques peut être considérée comme représentant un état de vibration particulier, auquel correspond un son d'une certaine hauteur. L'analyse indique donc qu'un corps capable d'exécuter un certain système de vibrations isochrones, doit pouvoir par cela même exécuter une

infinité d'autres systèmes de vibration, ou vibrer à l'unisson d'une grande variété de sons différents, ayant toutefois entre eux des rapports déterminés, qui dépendent de la forme et de la nature du corps, du nombre et de la position des points dont le mouvement n'est pas totalement libre, enfin du mode d'ébranlement. En outre, on peut conclure de ce que tous ces mouvements vibratoires peuvent exister séparément dans le même corps, que leur coexistence y est également possible, en partant du principe établi par Daniel Bernouilli sur les petites oscillations.

Il faut remarquer maintenant que toutes les parties de l'oreille externe sont de nature à pouvoir vibrer à la manière des corps inertes; que les muscles qui paraissent destinés à modifier leurs tensions, et même leur forme, peuvent changer les conditions de leur ensemble, et les disposer dans les circonstances les plus favorables, pour vibrer à l'unisson de tel son principal, produit à l'extérieur. Et l'on admettra facilement, d'après les principes posés ci-dessus, que de nouveaux mouvements des muscles de l'oreille ne doivent pas être nécessaires lors de la perception, simultanée ou successive, d'une série de sons ayant de certains rapports avec celui qui a déterminé le premier mouvement; tandis que, pour faciliter la perception d'un son non compris dans cette série, les muscles doivent changer cet état particulier de l'organe.

Or on peut penser, en se fondant sur de nombreuses analogies, qu'un mouvement brusque dans les muscles, et par suite l'interruption rapide de toutes les vibrations préexistantes dans l'organe, doivent occasionner une sensation pénible; on expliquerait ainsi l'effet désagréable des dissonances. Quant à l'effet des accords, il résulterait naturellement de l'immobilité possible des muscles de l'oreille, lors de la perception simultanée des sons qui les produisent; ou, si les sons d'un accord sont successifs, de ce que le nouveau son étant compris dans la série correspondante au premier état, les vibrations qui le font percevoir n'ont qu'à persister, en ne subissant d'autre modification qu'un accroissement d'amplitude.

425. La dépendance qui existe entre les sensations des accords, et les rapports ou les intervalles des sons, fait comprendre facilement la nécessité de faire subir certaines altérations, soit à l'échelle musicale, soit à la série des sons donnés par un même instrument, pour pouvoir exécuter un chant qui embrasse plusieurs octaves. Les rapprochements numériques qui démontrent cette nécessité sont trop simples pour ne pas faire partie de l'acoustique; ils offrent d'ailleurs une application curieuse des lois que suivent

Tons et demi-tons. Dièses et bémols.

les sensations de l'organe de l'ouïe, et sous ce point de vue il importe de les exposer ici.

Pour exécuter un chant, ou une succession de sons formant entre eux de certains accords, et pouvoir ensuite transposer ce chant en commençant par une note quelconque de l'échelle musicale, il faudrait qu'il y eût partout le même intervalle entre deux sons successifs de la série; or c'est ce qui n'a pas lieu. L'intervalle de deux sons, ou la différence des sensations produites sur l'oreille par ces deux sons, ne dépendant que du rapport des nombres de vibrations qui leur correspondent, a pour mesure ce rapport même, qui peut servir à le représenter. Les intervalles des sons successifs de la gamme peuvent aisément se calculer d'après cette définition; on trouve ainsi :

ut,	*ré,*	*mi,*	*fa,*	*sol,*	*la,*	*si,*	*ut₂.*
1,	$\frac{9}{8}$,	$\frac{5}{4}$,	$\frac{4}{3}$,	$\frac{3}{2}$,	$\frac{5}{3}$,	$\frac{15}{8}$,	2.

$$\frac{9}{8},\quad \frac{10}{9},\quad \frac{16}{15},\quad \frac{9}{8},\quad \frac{10}{9},\quad \frac{9}{8},\quad \frac{16}{15};$$

les fractions que présente la troisième ligne se reproduisent dans le même ordre en prolongeant l'échelle musicale de part et d'autre. On voit que tous ces intervalles ne sont pas égaux, et qu'ils ont trois valeurs différentes : $\frac{9}{8}$, $\frac{10}{9}$, $\frac{16}{15}$; le premier, ou le plus grand, s'appelle *ton majeur*, le second *ton mineur*, et le troisième, ou le plus petit, *semi-ton majeur*. Si donc on voulait exécuter un même chant en partant d'une note différente de l'échelle musicale, il est évident qu'on ne passerait pas par les mêmes intervalles en prenant des notes également distantes; le chant serait altéré et n'aurait plus le même caractère. C'est pour que ce caractère puisse être conservé, en commençant indifféremment par une note quelconque, qu'on a cherché à rendre, sinon égaux, du moins peu différents, les intervalles successifs.

L'intervalle entre le ton majeur et le ton mineur est $\frac{81}{80}$, c'est le plus petit intervalle musical que l'on considère; on l'appelle un *comma ;* sa petitesse le rend négligeable ; il est généralement insensible, excepté pour des oreilles très-délicates et fort exercées. Mais l'intervalle compris entre $\frac{9}{8}$ et $\frac{16}{15}$, ou entre le ton majeur et le semi-ton majeur, est très-appréciable, et ne saurait être négligé. Ainsi le problème proposé consiste à modifier l'échelle musicale, de telle manière que si au lieu de l'intervalle $\frac{9}{8}$, qui se présenterait dans la série naturelle, on voulait avoir l'intervalle $\frac{16}{15}$, on puisse le trouver dans la série modifiée. Et pour cela, il faudra intercaler

entre les notes séparées d'un ton majeur, une ou deux notes, élever la note inférieure, ou abaisser la note supérieure, ou même faire l'un et l'autre. Or, en multipliant $\frac{9}{8}$ par $\frac{24}{25}$, intervalle qu'on appelle ***semi-ton mineur***, on obtient $\frac{27}{25}$ pour un intervalle réduit, que l'on appelle encore demi-ton, quoiqu'il diffère de $\frac{16}{15}$, mais leur rapport est $\frac{81}{80}$, ou un comma, que l'on regarde comme négligeable. D'après cela, pour obtenir un demi-ton, là où la série naturelle ne présente qu'un ton majeur, on peut intercaler un son que l'on obtient en élevant la note inférieure dans le rapport de 24 à 25, ou un autre en abaissant la note supérieure dans le rapport de 25 à 24. C'est là ce qu'on appelle ***diéser*** et ***bémoliser***; par exemple, en élevant l'***ut***, et en abaissant le ***ré***, on obtient l'***ut*** dièse et le ***ré*** bémol.

Si l'on veut obtenir un semi-ton majeur, là où la série n'offre qu'un ton mineur, on augmente la note inférieure, ou l'on diminue la note supérieure, toujours dans le rapport $\frac{25}{24}$; dans les deux cas l'intervalle $\frac{10}{9}$, qui se présentait, devient $\frac{10}{9} \times \frac{24}{25}$, ou $\frac{16}{15}$, c'est-à-dire exactement un semi-ton majeur, sans même la différence d'un comma. Si la série présente un intervalle $\frac{16}{15}$, lorsqu'on voudrait avoir un ton majeur ou mineur, on dièse la note supérieure en l'élevant dans le rapport de 24 à 25; par exemple, en diésant le ***fa***, l'intervalle entre ***mi*** et ***fa*** dièse devient $\frac{16}{15} \cdot \frac{25}{24} = \frac{10}{9}$, c'est-à-dire un ton mineur, ou un ton majeur à un comma près.

Il y a des instruments qui peuvent donner les sons naturels avec leurs dièses et leurs bémols. Cela a lieu, par exemple, dans les harpes d'Érard, où ce résultat est obtenu au moyen de fourchettes à trois dents; un mécanisme particulier permet au musicien de mettre à volonté, en contact avec chaque corde, l'une des trois dents de la fourchette qui lui correspond; lorsque c'est la dent du milieu, la corde rend le son naturel; des deux autres dents successivement amenées au contact, l'une allonge la corde, l'autre la raccourcit, dans le rapport de 25 à 24.

426. Si l'on avait un instrument construit d'après ces principes, dans lequel les sons naturels, leurs dièses et leurs bémols, permettraient d'obtenir partout à volonté des tons entiers ou des demi-tons, soit en montant, soit en descendant, et s'ils comprenaient un assez grand nombre de gammes ou d'octaves, on ne pourrait cependant pas exécuter avec cet instrument un chant juste, surtout lorsqu'il embrasserait des sons assez éloignés les uns des autres. Cela tient à ce que la différence d'un comma, que nous avons regardée comme négligeable, peut, en se répétant, produire des intervalles Tempérament.

qui diffèrent très-sensiblement de ceux que l'on voudrait obtenir.

Imaginons, par exemple, qu'en se servant d'une note intercalée entre chaque ton majeur ou mineur, ce qui fait douze intervalles par périodes, on monte de quinte en quinte, ou que l'on passe de chaque note à la septième qui la suit, dans cette série de douze intervalles par gamme. Pour que la douzième quinte fût juste, il faudrait que le dernier son qui lui correspondrait fût représenté par $\left(\frac{3}{2}\right)^{12}$, la note de départ étant représentée par l'unité ; or, on retomberait évidemment alors sur la septième octave du son primitif, qui serait réellement 2^7 ; il faudrait donc que $\left(\frac{3}{2}\right)^{12} = 2$, ce qui n'a pas lieu. Ainsi il est impossible d'obtenir sur un instrument, construit d'après les principes précédents, douze quintes successives justes, puisque la douzième quinte ne s'accorde pas avec la septième octave; cet instrument donnerait donc des chants discordants. D'après cela, il est indispensable de modifier ou d'altérer un peu les notes de l'échelle musicale à demi-tons intercalés, afin de rendre cette discordance insensible.

Or, on y parvient par ce qu'on appelle le *tempérament*. On part de ce principe, résultat de l'expérience, qu'on ne peut pas altérer la valeur d'une octave sans que l'oreille n'en soit choquée, tandis que les autres intervalles, la quinte, la tierce, peuvent *l'être jusqu'à* un certain point sans que la discordance soit sensible. On fait donc subir une légère altération aux quintes successives, en diminuant un peu le rapport $\frac{3}{2}$, de telle manière que sa douzième puissance soit égale à 2^7.

Dans les instruments à sons fixes, tels que le piano, où il serait embarrassant d'avoir un très-grand nombre de touches, on a reconnu que l'on pouvait, sans trop nuire à la justesse des chants musicaux, réduire à une seule note le dièse et le bémol intercalés dans l'intervalle d'un ton entier, en remplaçant par exemple, *ut* dièse et *ré* bémol par une note qui tînt lieu de l'une et de l'autre, ou par un son neutre qui ne fût pas un son fondamental; ce qui revient à multiplier la note diésée par un rapport un peu différent de $\frac{25}{24}$, mais qui ne l'est pas assez pour que l'oreille s'en aperçoive. Cependant, lorsqu'un instrument à son fixe est accompagné par un instrument qui n'est pas assujetti à ces modifications, les altérations précédentes deviennent sensibles.

Si le tempérament est nécessaire dans les instruments dont les sons intercalaires sont justes, à plus forte raison est-il indispensable pour ceux dans lesquels ces sons ont subi l'altération qui vient d'être indiquée. Alors on divise en 12 intervalles égaux celui d'une

octave, ce qui revient à prendre pour cet intervalle uniforme $\sqrt[12]{2} = 1,059$; la septième puissance de cette quantité n'est plus $\frac{3}{2}$, elle devient $1,49975 < \frac{3}{2}$: mais l'oreille ne s'aperçoit pas de cette différence. Voilà en quoi consiste le tempérament dans les instruments à sons fixes. Dans la pratique, lorsqu'on accorde un de ces instruments, on se sert d'un diapason multiple qui donne une des octaves; on élève ou l'on abaisse ensuite les autres sons, en dessus et en dessous, jusqu'à ce qu'ils correspondent aux octaves de ces premières notes.

Logarithmes acoustiques.

427. L'oreille ne distinguant dans les sons simultanés et successifs que leurs intervalles ou leurs rapports, il s'ensuit que lorsqu'on n'a d'autre but que de représenter les intervalles des sons, sans considérer leurs hauteurs absolues, il est plus simple et plus naturel de substituer aux rapports numériques par lesquels nous les avons désignés jusqu'ici, les logarithmes de ces mêmes rapports. La base de ces logarithmes pourrait être quelconque, mais en la prenant égale à $\sqrt[12]{12}$, l'octave sera représentée par 12, les douze notes qui composent la gamme tempérée auront pour valeurs des nombres entiers, et par exemple la quinte sera sept; les logarithmes acoustiques des notes naturelles différeront un peu de ces nombres, et pourront d'ailleurs être calculés rigoureusement. Si l'on préfère prendre pour unité d'intervalle l'octave, il faudra choisir 2 pour la base des logarithmes acoustiques, les notes tempérées seront alors exprimées par des douzièmes de l'unité. L'utilité de ce genre de notation musicale a été développée, d'une manière précise et élémentaire, dans un ouvrage publié par M. de Prony.

VINGT-HUITIÈME LEÇON.

Instruments à cordes. — Instruments à vent. — Théorie des tuyaux sonores. — Mesure de la vitesse de propagation du son dans les gaz; loi de la chaleur dégagée par la compression des gaz. — Instruments à anches. — Organe vocal; explication de la voix.

Instruments à cordes.

428. La théorie physique des instruments à cordes n'exige pas d'autres développements que ceux compris dans les trois leçons précédentes. Les vibrations longitudinales occasionnant des sons trop aigus pour être utilisés, ce sont toujours des vibrations transversales que l'on cherche à faire naître; que ce soit par le frottement d'un archet comme dans les violons, ou en pinçant les cordes comme dans les harpes et les guitares, ou enfin par les chocs qu'imprime un mécanisme particulier comme dans les pianos, ces différents modes d'ébranlement ne font varier que l'intensité et le timbre des sons, sans influer sur leur hauteur. Les paragraphes 389 et 419 fournissent alors tout ce qu'il est nécessaire de connaître pour se rendre compte du jeu de ces divers instruments; soit qu'il s'agisse d'expliquer l'altération que subit le son donné par une corde tendue, lorsqu'on augmente ou diminue ses dimensions ou sa tension; soit qu'il faille indiquer la position exacte du point où l'on doit presser une corde, afin d'obtenir un son qui ait un rapport voulu avec celui correspondant à la longueur totale. L'influence des tables, dans les instruments dont il s'agit, est aussi suffisamment définie au paragraphe 397.

Instruments à vent.

429. L'explication des sons produits dans les instruments à vent repose au contraire sur des principes qui n'étaient pas nécessaires pour faire concevoir, d'une manière générale, comment le phénomène du son se forme, se propage et se perçoit. Cette explication forme une théorie particulière que nous devons exposer maintenant. Les fluides élastiques que nous avons considérés comme recevant, et transmettant par communication, les mouvements oscillatoires, peuvent par divers moyens être mis dans un état constant de vibration, et devenir alors l'origine même du son, ou

former de véritables corps sonores. Les instruments à vent mettent ce fait en évidence. On emploie pour faire jouer la plupart d'entre eux, et notamment les orgues, un moyen difficile à analyser : un courant d'air qui peut être fourni par un réservoir, où ce fluide a une force élastique supérieure de quelques centimètres d'eau à celle de l'atmosphère, suffit pour faire vibrer la masse d'air contenue dans un tuyau, si son orifice est disposé en *embouchure de flûte.*

On sait que dans la flûte traversière, ou dans la flûte à bec, l'air insufflé par la bouche se dirige sur une ouverture dont les bords sont taillés en biseau. Il paraît qu'en se brisant contre l'arête de ce biseau la lame gazeuse entre en vibration, et communique ensuite son mouvement oscillatoire à l'air contenu dans l'instrument. Quoi qu'il en soit, c'est cet appareil qui porte le nom d'embouchure de flûte. On a imité cette disposition dans les tuyaux d'orgue en dirigeant le courant d'air, venant du réservoir, par un conduit oblique dont l'orifice est appelé la *lumière*, sur une ouverture ronde qui porte le nom de *bouche*, et dont le bord le plus élevé, aminci en biseau, est appelé *lèvre supérieure*. Il résulte du choc de l'air contre cette lèvre le même effet que dans les embouchures des flûtes ; la masse fluide intérieure entre en vibration, et rend un son dont l'intensité dépend des dimensions du tuyau ; pour que le son soit plein et sans variation, il faut que ces dimensions aient entre elles certains rapports que l'expérience indique. FIG. 201.

Il est très-facile de constater que dans ces circonstances l'air intérieur est effectivement le corps sonore : car en faisant résonner des tuyaux de même longueur, mais de matières différentes, les sons que l'on obtient ont absolument la même hauteur ; le timbre et l'intensité éprouvent seuls une certaine altération. Or si la matière solide d'un tuyau contribuait à la hauteur du son, cette hauteur varierait avec la nature de cette enveloppe.

Théorie des tuyaux sonores de Bernouilli.

430. Daniel Bernouilli a donné le premier une théorie physique et mathématique des vibrations de l'air dans les tuyaux sonores. En comparant les sons donnés par des tuyaux de longueurs différentes, on reconnaît qu'il y a de certains rapports entre ces longueurs et les hauteurs des sons produits. Si l'on fait varier, pour un même tuyau, la grandeur de la bouche ou la vitesse du courant d'air, on obtient une série de sons de plus en plus aigus, qui ont entre eux de certains intervalles dont la théorie de Bernouilli donne la valeur. Ces lois sont différentes pour des tuyaux fermés par un bout, et pour ceux ouverts des deux côtés.

Considérons d'abord le cas d'un tuyau ouvert seulement du côté

de la bouche, et fermé à l'autre extrémité, genre de tuyau connu sous le nom de *bourdon*. Si l'air intérieur est mis en vibration par le procédé ordinaire, les mouvements de la colonne doivent satisfaire à certaines conditions : à aucune époque du mouvement vibratoire, la couche d'air immédiatement en contact avec le fond fixe ne peut éprouver de changement de densité ; à l'orifice au contraire, près de la bouche, l'air ne peut qu'exécuter des mouvements de translation, et sa densité doit rester constante.

Tels sont les principes qui servent de base à la théorie de Bernouilli ; nous les adopterons pour le moment, quoique l'expérience prouve qu'ils ne peuvent être admis d'une manière absolue. Ces principes peuvent se résumer ainsi : il doit exister dans la colonne d'air un nœud de vibration au fond du tuyau, et un ventre de vibration à l'orifice. Un des sons que peut donner le tuyau correspond au cas où il n'existe pas d'autres nœuds et ventres de vibration que ceux exigés par les principes précédents. Mais la colonne fluide pouvant se diviser spontanément en plusieurs parties qui vibrent à l'unisson, par des nœuds de vibration intermédiaires, comme cela arrive pour les cordes tendues et les verges rigides vibrant longitudinalement, on conçoit qu'un même tuyau puisse donner des sons différents.

Chaque nœud intermédiaire doit séparer deux masses de gaz vibrant en sens contraire l'une de l'autre, puisque ce nœud est immobile pendant toute la durée des vibrations. Il suffira donc d'analyser les mouvements que doit éprouver l'air compris entre deux nœuds, dont l'ensemble constitue une *concamération*. La couche d'air qui en occupe le milieu est un ventre de vibration; c'est celle dont les oscillations ont le plus d'amplitude, et la seule qui n'éprouve ni dilatation ni condensation pendant toute la durée d'une vibration; les autres couches exécutent des oscillations dont l'amplitude va en diminuant du ventre vers les nœuds extrêmes. Il en résulte, absolument comme dans le cas des vibrations longitudinales d'une corde, que les deux moitiés de la masse d'air formant la concamération sont alternativement dans un état de condensation et de dilatation; les variations des vitesses propres, et les changements de densité des différentes couches, suivent ainsi l'ordre de succession qui a été analysé dans l'explication donnée plus haut, du mouvement vibratoire longitudinal d'une corde (§ 390).

En considérant plusieurs concamérations successives, la colonne d'air, qui sépare deux ventres de vibration, est alternativement dans un état de condensation et de dilatation. On trouve par l'ex-

périence que la longueur de cette partie de la colonne d'air totale, ou celle d'une concamération, est égale à la largeur de la demi-onde condensante ou dilatante, résultant de la propagation du son produit dans l'air extérieur, où à la moitié de la longueur totale de l'ondulation correspondante à ce son. D'après cela, le son le plus grave que puisse donner un tuyau fermé par un bout, doit avoir pour longueur d'ondulation quatre fois celle du tuyau; le son le plus aigu qui suit immédiatement le premier, et qui correspond à un seul nœud de vibration intermédiaire, doit avoir une longueur d'ondulation trois fois plus petite, ou une hauteur trois fois plus grande; enfin les sons que peut produire un même tuyau fermé, doivent être entre eux comme les nombres impairs 1, 3, 5, 7, etc. FIG. 202.

Lorsqu'un tuyau ouvert par les deux bouts produit un son, il faut qu'à ses deux extrémités correspondent deux ventres de vibration, et qu'il y ait conséquemment au moins un nœud de vibration entre eux. Les sons que l'on peut obtenir avec un même tuyau ouvert doivent correspondre à différents nombres de nœuds de vibration intermédiaires. Ainsi le son le plus grave que puisse donner un tuyau ouvert doit avoir une largeur d'onde double de la longueur de ce tuyau; le son le plus aigu qui le suit immédiatement doit correspondre à une longueur d'ondulation moitié moindre, ou avoir une hauteur double; et enfin la série des sons, qu'un même tuyau ouvert peut donner, doivent être entre eux comme les nombres entiers 1, 2, 3, 4, etc. On conclut encore de cette explication que le son le plus grave, rendu par un tuyau ouvert, doit être double, ou à l'octave aiguë du son le plus grave donné par un tuyau fermé de même longueur. FIG. 203.

La théorie que nous venons d'exposer indique la position des surfaces nodales correspondantes aux différents sons que l'on peut tirer d'un même tuyau. Bernouilli eut l'idée de vérifier ces conséquences, en se servant d'un piston qu'il enfonçait à différentes profondeurs dans un tuyau, soit ouvert, soit fermé par un bout; il remarqua que les sons produits par le tuyau libre étaient entendus de nouveau sans altération sensible, lorsque le piston occupait le lieu d'une des surfaces nodales indiquées par la théorie. Par exemple, après avoir fait résonner un tuyau ouvert, le piston étant ensuite enfoncé jusqu'à la moitié de sa longueur, transformait la partie vibrante en un tuyau fermé, d'une longueur moitié moindre, et Bernouilli trouvait que, conformément à sa théorie, le son produit alors était sensiblement de même hauteur que le premier son. Nous indiquerons plus bas les différences qui existent réelle- FIG. 204.

ment entre les résultats déduits de la théorie et ceux fournis par l'observation.

On peut bien se rendre compte du mouvement de l'air dans un tuyau fermé, par la condition que le fond soit un nœud de vibration, mais on ne voit pas pourquoi la longueur d'une concamération est précisément égale à la moitié de la longueur d'ondulation du son produit, lors de sa propagation dans l'air. L'explication de ce fait se déduit de la considération de deux systèmes d'ondes se propageant en sens contraires, l'un direct, et l'autre réfléchi par la paroi qui forme le fond du tuyau.

Il résulte en effet de l'analyse et de la représentation géométrique, que nous avons données de la propagation des ondes dans un cylindre (§ 402), que si dans un endroit quelconque du tuyau on imagine une paroi qui réfléchisse un système d'ondes, en sorte que chaque couche d'air en avant doive prendre à la fois les deux vitesses propres apportées par l'onde directe et par l'onde réfléchie, la couche située à une distance de la paroi réfléchissante égale à une demi-longueur d'ondulation sera toujours atteinte en même temps par deux ordonnées égales et de signes contraires, et conservera conséquemment un repos constant. Cette nécessité se déduit de ce que, dans un système d'ondes indéfinies qui se propagent sur une
Fig. 205. même direction, deux couches d'air quelconques séparées d'une longueur d'ondulation sont animées au même instant de deux vitesses propres égales et de même signe, et de ce que le fait de la réflexion est de faire propager les ondes, dans une direction contraire à celle des ondes incidentes, suivant la même loi qu'elles auraient suivie derrière l'obstacle réfléchissant.

La formule qui donne la vitesse propre des couches d'air, dans un tuyau cylindrique où se propage un système d'ondes planes indéfinies, peut conduire facilement à l'expression de la vitesse totale, dans le cas où deux systèmes d'ondes semblables se propagent dans deux directions opposées. Soit représentée, comme précédemment, par la formule $V = \Sigma A_n \sin. (2n + 1) \pi \frac{t}{\tau}$, la loi des vitesses de la couche d'air qui occuperait le fond F d'un tuyau fermé, si cet obstacle à la propagation des ondes dans la même direction n'existait pas ; les vitesses de deux autres couches d'air X′ et X″ situées à une même distance x de F, l'une en deçà, l'autre au delà, rapportées à la même origine du temps, seraient représentées par les formules :

$$V' = \Sigma A_n \sin. (2n + 1) \pi \left(\frac{t}{\tau} + \frac{x}{\lambda}\right),$$

$$V'' = \Sigma A_n \sin. (2n + 1) \pi \left(\frac{t}{\tau} + \frac{x}{\lambda}\right).$$

Or l'effet de l'interposition du fond réfléchissant sera de faire rétrograder le système des ondes à partir de cet obstacle, en sorte que la vitesse résultante U, de la couche X′ sera égale à (V′ — V″); ce qui donne pour la loi des vitesses dans le tuyau sonore

$$U = 2\Sigma A_n \cos.\,(2n+1)\pi\frac{t}{\tau}\,\sin.\,(2n+1)\pi\frac{x}{\tau}.$$

Cette formule indique que les couches d'air situées aux distances $x = 0, \lambda, 2\lambda, 3\lambda$, etc., sont en repos quel que soit t; et que celles qui se trouvent aux distances $x = \frac{1}{2}\lambda, \frac{3}{2}\lambda, \frac{5}{2}\lambda$, etc., sont au contraire constamment animées des plus grandes vitesses propres; les premières couches forment donc des nœuds, et les secondes des ventres de vibration.

Coexistence des ondes sonores.

431. On admet ici que deux systèmes d'ondes, qui tendent à imprimer au même instant des vitesses différentes à une même couche d'air, déterminent cette couche à se mouvoir avec une vitesse égale à la somme algébrique des deux vitesses partielles. Le fait de la superposition des ondes circulaires, provenant de causes différentes, et qui se propagent distinctement à la surface de l'eau, offre une analogie à l'appui de ce principe. D'ailleurs, sans recourir à des phénomènes étrangers à l'acoustique, l'expérience indique que l'oreille perçoit sans altération les sons produits par tous les instruments d'un orchestre, ou qu'elle peut distinguer le son particulier à chaque instrument, lequel conserve pour elle sa hauteur et son timbre, malgré la multitude des sons étrangers qui l'accompagnent. Il résulte évidemment de ce fait qu'un grand nombre de systèmes d'ondes sonores peuvent se superposer et coexister dans un fluide, sans se confondre ni s'altérer. C'est-à-dire que chaque molécule gazeuse obéit à la fois à toutes les impulsions qui lui sont communiquées par les différents systèmes de vibration se propageant dans le milieu dont elle fait partie.

Causes des erreurs de la théorie de Bernouilli.

432. Il résulte de la théorie de Bernouilli que a représentant la vitesse de propagation du son dans l'air, λ la longueur d'une concamération, τ la durée d'une oscillation simple, et n le nombre de vibrations exécutées dans l'unité de temps, on doit avoir : $\lambda = a\tau$ ou $a = n\lambda$. Bernouilli entreprit de vérifier ce résultat par l'expérience, en prenant λ égal au double de la distance qui séparait un piston enfoncé dans un tuyau ouvert de l'orifice libre, quand le tuyau ainsi fermé rendait le même son que lorsqu'il était libre de tout obstacle intérieur, et en déterminant le nombre n par la formule du § 389 qui donnait le nombre des vibrations transversales d'une corde rendant un son de même hauteur que celui du tuyau. Bernouilli trouva FIG. 204.

alors que la vitesse déduite de l'équation : $a = n\lambda$ s'accordait sensiblement avec celle trouvée par Newton ; or comme cette dernière n'est pas exacte, on doit conclure que l'expérience et la théorie sont ici en désaccord.

M. Poisson a assigné la cause de cette différence; il a démontré qu'on devait modifier les principes admis par Bernouilli, en faisant voir qu'on ne peut admettre que la vitesse de l'air soit tout-à-fait nulle au fond d'un tuyau fermé, ni que la couche d'air à l'orifice n'éprouve aucun changement de densité. On ne pourrait concevoir en effet comment le son produit par un tuyau fermé s'anéantit si rapidement aussitôt que l'insufflation cesse, si le fond ne cédait pas sous le choc de l'air, et n'absorbait pas une partie de la force vive apportée par l'onde directe. En admettant au contraire que ce fond soit ébranlé, on conçoit facilement que le grand nombre de réflexions qui s'opèrent dans un temps très-court doive, en multipliant les pertes de force vive, détruire rapidement l'intensité de l'onde réfléchie et annuler le son, qui ne peut provenir que du concours de deux systèmes d'ondes, l'un direct et l'autre réfléchi, d'intensités presque égales. Quand on remarque que le nombre des réflexions est au moins de plusieurs centaines par seconde, pour des sons même très-graves, on conçoit la rapidité avec laquelle le son doit s'anéantir après la cessation du courant. Le frottement de l'air contre les parois latérales du tuyau serait une cause insuffisante pour expliquer cette rapidité : des expériences déjà citées (§ 408) ont prouvé que ce genre de frottement avait une très-faible influence sur l'intensité des sons. A l'orifice du tuyau il doit y avoir en réalité contraction et dilatation ; il serait impossible de concevoir sans cela la persistance du système d'ondes directes avec celui des ondes réfléchies dans un tuyau ouvert par les deux bouts.

Il résulte de ces modifications que la mesure de la demi-concamération finale, telle que la prenait Bernouilli, ne pouvait conduire à un résultat exact, et qu'elle devait donner une valeur trop petite de la vitesse a. Cependant en corrigeant l'observation d'après ces modifications on obtient encore une valeur plus petite que 333 mètres. La théorie de M. Poisson fait voir qu'il y aurait plus d'exactitude à prendre l'intervalle entre deux nœuds déterminé par l'enfoncement du piston ; on obtient en effet alors une valeur de a plus voisine de 333 mètres; mais l'expérience indique que dans les tuyaux très-étroits cette nouvelle mesure conduit à une valeur de a encore plus inexacte.

FIG. 206.

On n'obtient donc dans aucun cas la vitesse réelle du son ; ce dés-

accord entre la théorie et l'observation tient en grande partie à ce que les géomètres supposent que les vibrations des molécules d'air s'exécutent parallèlement à l'axe du tuyau; or le mode d'embouchure latérale que l'on emploie s'oppose à ce qu'il en soit ainsi. M. Savart a en effet vérifié par l'expérience que la direction des vibrations est inclinée à l'axe; d'après cela, la théorie est basée sur une hypothèse inexacte, et ne peut conduire à des résultats conformes à l'observation. D'ailleurs le moyen de déterminer λ, en cherchant la position des nœuds au moyen d'un piston, offre beaucoup d'incertitude; les surfaces nodales qui existent dans le tuyau doivent être réellement courbes, et inclinées à l'axe, en sorte que leur forme n'est pas celle de la surface plane et transversale du piston ; le procédé indiqué ne saurait donner la véritable distance des surfaces nodales.

Il était curieux de rechercher si en employant un autre mode d'embouchure, plus en rapport avec la théorie, on obtiendrait une valeur plus rapprochée de a. On peut se servir à cet effet d'un diapason aux branches duquel sont fixées deux disques métalliques égaux; en faisant vibrer ce diapason, et présentant l'un des disques à l'orifice libre d'une éprouvette verticale, contenant du mercure jusqu'à une certaine hauteur, le disque exécute des vibrations parallèles à l'axe du tube, qui se communiquent à la colonne d'air intérieure. Dans ces circonstances, quelle que soit la longueur de cette colonne, elle vibre toujours à l'unisson du diapason; mais pour une certaine longueur, que l'on obtient par tâtonnement en ôtant ou ajoutant du mercure, le son produit a une intensité beaucoup plus forte que pour tout autre. La longueur de la colonne d'air, lorsqu'elle occasionne ce renforcement du son, étant prise pour la demi-concamération, ou pour $\frac{1}{2}\lambda$, et le nombre n de vibrations correspondant au son produit étant déterminé au moyen de la sirène, on trouve pour $a=n\lambda$ une valeur encore trop petite; ce qui tient sans doute ici au rétrécissement de l'ouverture, dû à la présence de la lame élastique. Ainsi il n'existe aucun moyen de déduire la valeur exacte de la vitesse de propagation du son dans les fluides élastiques, en mesurant les longueurs des concamérations qui se forment dans les tuyaux sonores. Fig. 207.

433. Il était cependant important de mesurer, d'une manière indirecte, la vitesse du son a dans un fluide élastique quelconque, afin de déterminer le rapport K des caloriques spécifiques à pression constante et à volume constant, au moyen de la formule de Laplace, qui peut se mettre sous la forme $a=\sqrt{gh\frac{\Delta}{D}(1+\alpha t)\,K}$; g étant Mesure de la vitesse du son dans les gaz.

le double de l'espace parcouru par un corps dans la première seconde de sa chute, h la hauteur de la colonne de mercure qui fait équilibre à la pression du gaz, Δ la densité du mercure, D celle du fluide élastique, t sa température, et α le coefficient de dilatation des gaz ou $\frac{1}{267}$. Le nombre K étant obtenu pour l'air par la mesure directe de la vitesse du son, il suffisait de trouver un procédé d'expérience qui donnât le rapport du nombre K' pour un autre gaz, au nombre K relatif à l'air.

On pensa que si l'on faisait résonner un même tuyau ouvert avec différents gaz, et qu'on cherchât à reproduire le son donné par chacun d'eux, en enfonçant convenablement un piston dans l'intérieur du tuyau, la position du piston ou de la surface nodale ne devait pas varier d'un gaz à l'autre ; en sorte que la demi-concamération finale, et la correction qu'elle pouvait exiger, restant les mêmes, les vitesses de propagation du son dans les différents gaz, ou $a = \lambda N$, $a' = \lambda N'$....., seraient proportionnelles aux sons produits, ou aux nombres de vibrations (N,N',...) qui leur correspondraient.

M. Biot avait annoncé qu'en faisant ainsi résonner successivement un même tuyau avec différents fluides élastiques, la position de la surface nodale variait de l'une à l'autre, et se trouvait à des distances différentes de l'embouchure. M. Dulong a repris depuis ce genre d'expérience, et a démontré au contraire l'invariabilité de cette position. Voici l'appareil dont il s'est servi ; cette description est extraite du Mémoire de M. Dulong. Un tuyau de flûte, placé dans une grande caisse de bois doublée de plomb en dehors et en dedans, et convenablement étayée dans l'intérieur pour supporter extérieurement la pression de l'atmosphère, recevait d'un gazomètre à pression constante le fluide élastique, préalablement desséché par un sel déliquescent ou par la chaux caustique. Sur la surface de la caisse, opposée à celle qui était traversée par le porte-vent, on avait pratiqué trois ouvertures : l'une était bouchée par un disque de verre à glace, derrière lequel était un thermomètre ; l'ouverture du milieu communiquait avec un large tube de verre qui pouvait être fermé par un bouchon à vis ; enfin la troisième ouverture laissait passer, à travers une boîte à cuir, une longue tige rodée qui servait à introduire un piston dans le tuyau, afin de connaître la position de la surface nodale.

Après avoir fait le vide dans la caisse à l'aide d'un tube de plomb que l'on vissait sur la machine pneumatique, on la remplissait avec un fluide élastique ; puis en ouvrant le bouchon à vis, l'écou-

lement du gaz qui faisait parler le tuyau continuait sous la pression constante de l'atmosphère, sans que l'air extérieur pût se mêler avec le gaz intérieur. Après avoir pris l'unisson du ton fondamental donné par chaque fluide élastique, lorsque le tuyau était ouvert, on introduisait le piston, pendant que l'écoulement du gaz et le son se prolongeaient, jusqu'à ce que l'on eût obtenu le ton primitif; alors l'enfoncement de la tige permettait, dans chaque cas, de connaître la position de la surface nodale. C'est par ce mode d'expérience que M. Dulong a reconnu que la nature du fluide élastique n'apporte aucun changement dans le mode de division d'une colonne de même longueur.

En calculant au moyen de la sirène les nombres de vibrations N et N' correspondants aux tons fondamentaux, donnés par l'air et un autre fluide élastique, on avait donc la proportion :

$$N : N' :: \sqrt{(1+at)K} : \sqrt{\frac{(1+at')K'}{d}}$$

pour déterminer K'; *d* représente la densité du gaz prise par rapport à l'air ; on suppose que les deux expériences aient été assez rapprochées pour que la pression barométrique n'ait pas changé de l'une à l'autre ; *t* et *t'* sont les températures de l'intérieur de la caisse dans les deux cas. On avait en outre la proportion :

$$a\sqrt{1+at} : a'\sqrt{1+at'} :: N : N'$$

pour déterminer la vitesse de propagation du son *a'* dans le gaz proposé, ramené à 0°. En substituant dans ces deux formules les valeurs connues de K et *a*, qui sont : $K=1,421$, $a=333^m$, M. Dulong a obtenu les valeurs suivantes de *a'* et K', pour les gaz qu'il a éprouvés :

GAZ ÉPROUVÉS.	VITESSE a'.	RAPPORT $K'=\frac{c'}{c}$.
Air	333^m	1,421
Oxigène	317,17	1,417
Hydrogène	1269, 5	1,409
Acide carbonique	216, 6	1,337
Oxide de carbone	337, 4	1,423
Oxide d'azote	261, 9	1,343
Gaz oléfiant	314	1,240

Lois de la chaleur due à la compression des gaz.

434. Les rapports K′ sont tous plus grands que l'unité, comme cela devait être, puisqu'il faut plus de chaleur pour élever d'un degré une masse de gaz, lorsqu'elle peut se dilater en conservant la même pression, que lorsque son volume doit rester constant ; c'est-à-dire puisque c' est plus grand que c. En prenant pour chaque gaz en particulier son calorique spécifique à volume constant c pour l'unité, son calorique spécifique à pression constante c' sera représenté par le nombre K′ de la table précédente. La partie décimale 0,421 pour l'air, 0,337 pour l'acide carbonique, etc., représentera alors la quantité de chaleur nécessaire pour dilater le gaz, lorsque d'abord échauffé d'un degré sous volume constant, ce qui aura augmenté sa pression, on le laissera se dilater en conservant sa nouvelle température jusqu'à ce qu'il prenne son ancienne force élastique.

Si lorsqu'il est parvenu à ce nouvel état on comprime le gaz, jusqu'à ce qu'il reprenne son premier volume, il est évident, d'après les lois connues des dilatations des gaz, que la compression sera la $\frac{1}{267}$ partie du nouveau volume, et d'après ce qui précède, que le gaz ainsi comprimé dégagera à l'état de calorique sensible, la quantité de chaleur représentée par la fraction décimale dont on vient de parler, qu'il contenait à l'état de calorique latent. La température du gaz ainsi comprimé devra donc s'élever, et comme son calorique spécifique à volume constant est ici pris pour unité, la fraction décimale dont il s'agit donnera, en fraction de degrés, la valeur de l'accroissement thermométrique.

Ainsi, par une compression de $\frac{1}{267}$ de son volume, l'air doit s'échauffer de 0°,421, l'acide carbonique de 0°,337, le gaz oléfiant de 0°,240, etc. Les parties décimales 0,421, 0,417, 0,409, correspondantes aux trois premiers gaz de la table précédente, peuvent être regardées comme égales; car on peut attribuer leurs légères différences aux erreurs d'observations, dont l'influence est rendue très-sensible par la nécessité d'élever au carré les nombres N et N′ donnés par l'expérience. Il résulte de là que l'air, l'oxigène, l'hydrogène, et par suite l'azote, subissant une même compression, s'échauffent de la même fraction de degré. Or on sait que les gaz simples ont le même calorique spécifique sous une même pression constante; on doit donc conclure de là que *des volumes égaux de ces gaz simples, à la même température et sous la même pression, dégagent la même quantité de chaleur absolue, lorsqu'on les comprime de la même quantité.*

Pour les gaz composés, tel que l'acide carbonique, l'effet ther-

mométrique résultant d'une compression de $\frac{1}{267}$, est sensiblement différent de ce qu'il est pour l'oxigène, l'azote et l'hydrogène. Mais il est très-probable que la quantité de chaleur absolue dégagée par cette compression est encore la même, et que la différence des effets thermométriques produits tient à ce que les calorique spécifiques des gaz composés ne sont pas égaux à ceux des gaz simples. En effet, supposons qu'il en soit ainsi, et soit pris pour unité le calorique spécifique de l'air à volume constant, la même quantité de chaleur 0,421, produisant des effets thermométriques différents 0°,421 et 0°,337 sur l'air et l'acide carbonique, les caloriques spécifiques à volumes constants de ces deux gaz seraient en raison inverse de ces effets, et l'on aurait : 0,377 : 0,421 :: 1 : x, d'où $x = 1,249$ pour le calorique spécifique à volume invariable du gaz acide carbonique; par suite, les capacités à pression constante de l'air et du même gaz composé seraient proportionnelles aux quantités de chaleur 1,421 et 1,249 + 0,421 ; ce qui donnerait 1,175 pour la capacité à pression constante de l'acide carbonique, celle de l'air étant 1. Ce nombre ne diffère pas assez de celui de 1,23, que donne l'expérience directe, pour qu'on ne puisse admettre le principe précédent; cette différence serait d'ailleurs moins grande pour les autres gaz. Ainsi l'on peut regarder la loi énoncée ci-dessus pour les gaz simples comme ayant aussi lieu pour les gaz composés.

Il y a lieu de s'étonner qu'une question de la théorie de la chaleur n'ait pu être résolue avec précision qu'à l'aide de l'acoustique. On doit voir dans cette circonstance un exemple frappant du secours que peuvent se prêter mutuellement l'analyse mathématique et les différentes parties de la physique, pour concourir à l'avancement des sciences naturelles: la découverte, faite par Laplace, de la véritable cause qui rendait inexacte la vitesse du son, calculée par Newton, établissait une dépendance nécessaire entre le phénomène de la propagation des mouvements vibratoires dans les fluides élastiques et les propriétés calorifiques de ces corps; M. Dulong eut ensuite l'ingénieuse idée d'utiliser cette dépendance, et de mettre à profit les appareils précis que fournit l'acoustique, et la perfection admirable de l'organe de l'ouïe, pour découvrir une loi importante relative à la constitution des gaz. Cette application était trop remarquable pour être négligée; revenons maintenant à la théorie physique des tuyaux sonores.

435. Lorsque deux tuyaux parlent simultanément et que leurs sons n'ont pas exactement la même hauteur, on entend, outre ces sons, un roulement particulier qu'on appelle ***battements***. Ce rou- Des battements.

lement est occasionné par la coïncidence des vibrations des deux corps sonores qui se reproduit périodiquement, et qui, lorsqu'elle a lieu, renforce les sons propres aux tuyaux. La fréquence des retours de cette coïncidence dépend évidemment de la différence des deux sons; elle est d'autant plus lente qu'ils diffèrent moins. On utilise cette propriété pour accorder les buffets d'orgue.

Cors et flûtes. 436. Les tuyaux dont on se sert dans les instruments n'ont pas tous la forme cylindrique droite comme les tuyaux d'orgue; cependant ce sont encore de véritables tuyaux de flûte où l'air vibre d'une manière analogue. Quelques-uns sont contournés comme le serpent et les trompettes; le but de cette forme paraît être de donner un grand développement à la colonne d'air vibrante, sans augmenter trop la longueur de l'instrument. Ici, au lieu d'une embouchure traversée par un courant d'air venant d'un réservoir, c'est l'air des poumons qui produit le courant et le son; les lèvres règlent la vitesse de l'air et les dimensions de la bouche, de manière à obtenir du même tuyau la série des sons qu'il peut donner.

Pour un instrument à vent ouvert et de longueur invariable, tel que le cor, les premiers sons de la série 1, 2, 3, etc., seraient trop éloignés dans l'échelle musicale pour servir à exécuter un chant; il faut alors en tirer des sons plus aigus, et c'est pour cela que l'on donne à la colonne d'air un grand développement. Par exemple, en faisant rendre au cor les sons 8, 9, 10, on pourra prendre ces trois sons pour l'*ut*, le *ré* et le *mi* de la gamme. Le son 11 suivant n'ayant point d'analogue dans l'échelle musicale, on emploie un artifice particulier pour l'élever jusqu'au *fa*; c'est en modifiant l'ouverture par l'introduction de la main dans le pavillon. Le son 12 donne la quinte, le son 13 modifié le *la*, le son 15 le *si*, et enfin le son 16 l'octave de l'*ut*. Quant à la forme conique évasée du pavillon, elle change l'éclat et le timbre des sons, mais non leur hauteur. Lorsqu'au lieu de présenter un pavillon, l'instrument va en se rétrécissant vers l'ouverture, les sons deviennent plus sourds et imitent davantage la voix humaine.

Dans les flûtes ordinaires, on obtient des sons plus variés en ouvrant successivement des trous ou des ouvertures latérales qui produisent l'effet d'y faire naître des ventres de vibration; en sorte que la longueur du tuyau varie suivant le premier trou qui se trouve ouvert. L'instrument peut ainsi donner toutes les séries de sons qui correspondent à ses différentes ouvertures. La théorie de ces flûtes ne diffère donc pas essentiellement de celle des tuyaux d'orgue.

437. Il nous reste à parler des instruments à anches, dans lesquels les tuyaux renforcent plutôt qu'ils ne produisent le son. Le corps sonore est réellement une languette métallique pincée par une extrémité, et dont la partie vibrante peut être augmentée ou diminuée au moyen d'une tige métallique fixe, appelée *rasette*, qui la presse sur une partie de sa longueur, et que l'on peut élever ou abaisser. Si l'on place cet appareil à l'ouverture d'un tuyau creux, au-dessus d'un vase où l'on puisse faire arriver un courant d'air comprimé, la languette sera poussée vers l'ouverture, qu'elle fermera en s'appuyant sur les parois de l'orifice; mais, par son élasticité, elle reviendra à sa première position, sera poussée de nouveau, et ainsi de suite. Il résultera de ces oscillations périodiques des chocs successifs de l'air contre l'air, et par suite un son comme dans la sirène. La fréquence plus ou moins grande de ces battements donnera lieu à des sons plus ou moins élevés. Dans ce genre d'instrument, on place au-dessus de l'orifice un autre tuyau de forme évasée ou rétrécie, ou mieux de diamètre d'abord croissant et ensuite décroissant; cette partie a une grande influence sur l'éclat et le timbre du son produit. Instruments à anches. Fig. 208.

Les instruments à anches ordinaires ont un son désagréable et nazillard, occasionné par le battement de la lame contre les parois de l'orifice. M. Grénier a éloigné cette cause, en construisant des anches un peu plus étroites que l'ouverture qu'elles doivent boucher, et qui vibrent encore sous l'impulsion de l'air s'écoulant par les fentes qu'elles laissent autour d'elles. Au moyen de ces anches perfectionnées on obtient des sons purs et constants. La grandeur du porte-vent paraît devoir être indifférente; la lame métallique semble ne pouvoir donner que les sons qui dépendent de la longueur de sa partie vibrante, quelles que soient la longueur du porte-vent, la force du courant et la nature du gaz. M. Biot a en effet trouvé par l'expérience qu'en changeant ces deux dernières circonstances, le son de l'anche ne changeait pas de hauteur.

Quant à la longueur du porte-vent, l'expérience a indiqué à M. Grénier, que pour obtenir d'une anche donnée un son plus fort et plus pur, il fallait que cette longueur fût comprise entre certaines limites. Une circonstance assez singulière, et inexpliquée, s'est présentée dans la recherche expérimentale de ces limites : M. Grénier a trouvé qu'après avoir obtenu des grandeurs peu différentes pour une série de tuyaux à anche destinés à composer un orgue, en suivant cette série à partir d'une des extrémités du clavier, il faut tout à coup, pour une certaine note et toutes les sui-

vantes, donner au porte-vent une longueur beaucoup plus considérable, si l'on veut obtenir, comme pour les notes déjà parcourues, des sons purs et soutenus.

Des recherches entreprises sur les tuyaux à anches par M. Weber, physicien allemand, donneront sans doute le moyen d'expliquer l'influence de la grandeur du porte-vent. Les résultats de ces expériences indiquent que la variation de cette grandeur peut changer la hauteur du son produit par une même anche, en sorte que le son d'un tuyau à anche résulte à la fois de la lame vibrante et de la longueur du porte-vent. Si l'on fait vibrer séparément la plaque seule, puis la colonne d'air seule, enfin le système composé de la plaque et du tuyau, on obtient généralement trois sons différents.

M. Weber considère que, dans le système composé, la lame vibre transversalement et la colonne d'air longitudinalement; or d'après lui, tout corps exécutant des vibrations transversales donne un ton sensiblement plus bas lorsque ces vibrations augmentent d'amplitude, tandis que les corps qui exécutent des vibrations longitudinales, ou avec changement de densité, donnent des sons plus élevés lorsque l'amplitude augmente. Ainsi : 1° lorsque dans un tuyau à anche le son baisse en forçant le vent, c'est que l'effet de la plaque l'emporte sur celui de la colonne d'air; 2° lorsque le ton monte au contraire, c'est que l'effet de la colonne d'air l'emporte sur celui de la plaque; 3° enfin lorsque le son reste invariable, alors la plaque et la colonne d'air ont la même influence, mais en sens contraires. Cette égalité peut, suivant M. Weber, produire l'invariabilité du ton, et fournir une anche compensée qui donne un son fixe comme le diapason.

Voici le résultat général d'une série d'expériences faites par M. Weber pour évaluer l'influence de la longueur du porte-vent sur la hauteur de son produit par la plaque. Soient a la longueur du tuyau ouvert qui donnerait le même son que l'anche seule; i un nombre entier, et $(4ia + l)$ la longueur variable du tuyau ajusté pour servir de porte-vent. 1° Lorsque l varie de 0 à a, le tuyau à anche donne le même son que la plaque seule, 2° si l croît de a à $2a$, le son baisse sensiblement; 3° de $l = 2a$ à $l = 3a$, le ton de l'anche diffère promptement de celui de la plaque, et la durée des vibrations croît à peu près comme la longueur du tuyau; 3° de $l = 3a$ à $l = 4a$, le ton baisse encore plus rapidement jusqu'à une certaine limite qui dépend du nombre entier i; dans ce décroissement la durée des vibrations croît exactement comme la longueur du tuyau; 4° enfin lorsque l surpasse un peu $4a$ le son remonte tout à coup à celui de

la plaque, et la même série recommence, à l'exception de la limite inférieure du son, qui diffère de la précédente.

Cette limite dépend du nombre i : pour $i = 0$ c'est l'octave du son de la plaque; pour $i = 1$, cette limite est une quarte, pour $i = 2$ une tierce mineure. Or comme ces limites ont lieu pour des longueurs de tuyau un peu inférieures, ou égales à $4a$, $8a$, $12a$, et que les sons qu'elles représentent correspondent à des concamérations $2a$ $\frac{4}{3}a$, $\frac{6}{5}a$, qui sont des parties aliquotes des longueurs respectives du tuyau, il est probable qu'il s'établit dans la colonne d'air des nœuds de vibration comme dans les tuyaux de flûte.

Organe vocal.

438. Après avoir développé les théories partielles des divers instruments dont on se sert en musique, il convient de décrire l'organe de la voix et d'exposer les principes de son mécanisme. L'air contenu dans les poumons, expulsé par l'action des muscles de la poitrine, est obligé de traverser rapidement une suite de canaux et de cavités qui composent l'appareil vocal; nous considérerons particulièrement cet organe chez l'homme. Un grand nombre de ramifications tubulaires, partant du tissu des poumons, forment en se réunissant deux canaux, appelés les *bronches*, qui communiquent avec un canal unique dont la partie inférieure porte le nom de *trachée-artère*, et la partie supérieure celui de *larynx*.

Les parois du larynx se rapprochent vers son orifice de manière à former une fente de huit à dix lignes de longueur, dont l'ouverture est variable sous l'action de certains muscles; au-dessus le canal présente deux renflements ou plutôt deux cavités, l'une à droite, l'autre à gauche, ayant de huit à douze lignes de profondeur, et qui sont connues sons le nom de ventricules; puis le larynx se rétrécit encore, ce qui donne lieu à une seconde fente, située à six lignes au-dessus de la première. Le système des deux fentes et des ventricules est probablement la cause principale de la voix; il porte le nom de *glotte*, et les bords des fentes sont appelées *les lèvres de la glotte*.

Le larynx se termine, vers le gosier, par une lame cartilagineuse appelée *épiglotte*, dont une des extrémités est libre et mobile. Cette membrane ne paraît destinée qu'à former une espèce de porte qui s'ouvre pour donner passage à l'air dans les poumons, et qui, se refermant lors de la déglutition, s'oppose à l'introduction dans les voies aériennes des corps étrangers qui produiraient la suffocation. Le gosier, la bouche et les fosses nasales complètent enfin l'appareil vocal; ces dernières parties n'influent que sur l'intensité et le timbre de la voix.

Explication de la voix.

439. On a assimilé pendant longtemps l'organe vocal à un instrument à anche; mais un travail important de M. Savart a prouvé que cette ancienne explication ne pouvait supporter un examen approfondi, et nous nous dispenserons de la reproduire. Tout porte à croire, d'après les recherches de M. Savart, que le passage rapide de l'air dans le larynx, à travers les fentes de la glotte, y produit le son, comme dans un petit appareil appelé *réclame*, qui sert aux chasseurs pour imiter la voix des oiseaux.

Fig. 209.

Cet appareil se compose essentiellement d'une sorte de tambour de petites dimensions, dont les faces sont percées de deux trous correspondants; en le plaçant entre les lèvres, et aspirant l'air extérieur avec plus ou moins de force, on produit des sons variés. Si l'on fixe cet instrument à l'extrémité d'un tube qui communique avec une soufflerie, on peut, en faisant varier la vitesse du courant d'air, obtenir une série continue de sons, qui embrasse une étendue de deux octaves environ; l'acuité ou la gravité de cette série dépend uniquement du diamètre des trous.

Il faut admettre que le courant d'air, qui traverse les deux ouvertures, dilate et condense successivement la petite masse d'air contenue dans le tambour. Une partie de cet air est d'abord entraînée au dehors en plus grande quantité que celle affluente, ce qui diminue l'élasticité du gaz intérieur; puis l'excès de la pression de l'atmosphère réagit pour diminuer la vitesse du courant, et retenir dans le tambour une plus grande masse de fluide que dans l'état d'équilibre, jusqu'à ce que l'accroissement de la force élastique reproduise l'effet inverse. C'est à la succession rapide de ces alternatives que l'on doit attribuer les sons du réclame.

Il y a une analogie évidente entre ce petit appareil et l'organe vocal : les deux fentes que forment les lèvres de la glotte tiennent lieu des deux orifices; les ventricules constituent le tambour; la soufflerie est représentée par l'appareil pulmonaire. La partie inférieure du larynx sert de porte-vent, et la colonne d'air qu'elle renferme vibre sans doute elle-même à l'unisson des sons produits dans la glotte. Enfin le gosier, la bouche et les fosses nasales, font subir à l'intensité et au timbre des sons le même genre de modification que le tube supérieur des tuyaux à anche.

VINGT-NEUVIÈME LEÇON.

De l'optique. — Hypothèses sur la lumière. — Définition du rayon de lumière. — Théorie géométrique et théorie physique des ombres. — Images produites par de petites ouvertures. — Vitesse de la lumière. — Loi de l'intensité de la lumière. — Photométrie.

---

440. L'impénétrabilité des corps dans leurs trois états, toutes leurs autres propriétés, et surtout le fait général de la gravitation, forcent à admettre l'existence d'une ou de plusieurs matières pondérables. Leurs atomes sont-ils les seuls qui composent l'univers? L'état actuel de la physique permet de répondre à cette question. Tous les phénomènes de la chaleur, l'état d'équilibre à distance des particules pondérables, manifesté de la manière la plus évidente par les mouvements vibratoires, indiquent une cause générale, variable d'intensité suivant les circonstances, qui s'opposant toujours, et plus ou moins, à l'attraction moléculaire, produit les changements de densité et d'état des corps lorsque son énergie vient à varier, détermine leur forme et leur état statique lorsque son énergie reste constante. Or cette cause paraît indépendante de la matière pondérable, car sous ses efforts multipliés la propriété caractéristique de la matière, son poids, n'est jamais altérée. Par la même raison, tous les phénomènes extérieurs qui affectent l'organe de la vue, ceux passagers de l'électricité, sont aussi dus à des causes indépendantes de la matière pondérable. Dans tous ces effets les atomes pesants jouent un rôle passif. Il y a donc autre chose qu'eux dans l'univers. Agents impondérables.

On est ainsi conduit à reconnaître que des agents impondérables occasionnent les phénomènes calorifiques, lumineux et électriques. Y a-t-il nécessité d'admettre un agent particulier pour chaque branche de la physique, ou bien tous ces effets divers ne sont-ils que des modes d'action différents d'une même cause? La solution de cette question importante ne peut ressortir que d'une étude approfondie et complète de tous les faits de chaque théorie partielle, et surtout de ceux de ces faits qui semblent appartenir à la fois à

plusieurs classes. La théorie de la lumière paraît mettre sur la voie de cette découverte. En effet, l'ensemble des phénomènes lumineux que l'on connaît aujourd'hui signale l'existence d'un fluide universel, étranger aux atomes pesants, avec tout autant de certitude que l'impénétrabilité et la gravitation font conclure l'existence de la matière pondérable. Aussi, aprés avoir exposé toutes les propriétés des corps, et les modifications qu'ils subissent sous l'action continuelle de la chaleur, il importe d'étudier les phénomènes lumineux pour constater la présence de ce nouveau fluide, et démêler ses principales propriétés.

De l'optique. 441. La théorie de la lumière est sans contredit la plus avancée de toutes les parties de la physique. Il est facile d'assigner les causes de cette marche plus rapide : les phénomènes qui composent l'optique sont perçus par le plus parfait de nos organes; dépendant d'éléments faciles à mesurer, tels que des lignes et des angles, ils peuvent être pour la plupart étudiés géométriquement ou soumis au calcul, et les résultats de cette analyse peuvent se vérifier à l'aide d'instruments simples et précis; enfin leur liaison intime avec l'astronomie a dû leur faire partager les progrés de cette science.

Hypothèses sur la lumière. 442. Dès l'origine de la physique expérimentale, il y a eu dissidence, parmi les savants, sur la cause réelle de la lumière. On s'accordait à admettre l'existence d'un agent particulier, qui pût produire sur l'organe de la vue la sensation de la forme d'un corps; mais il fallait expliquer comment l'action se transmet du corps lumineux à l'organe. Deux hypothèses très-différentes furent émises à ce sujet.

La première suppose qu'un corps lumineux envoie dans toutes les directions une substance très-ténue, dont la subtilité s'oppose à ce qu'on puisse constater son poids et son impénétrabilité, qui traverse les corps transparents sans perdre sa vitesse, et qui est arrêtée par les corps opaques. Une partie de cette substance émanée du corps lumineux, venant à traverser la partie matérielle de l'organe de la vue, atteint le fonds de l'œil et y produit la sensation. Telle est *l'hypothèse de l'émission*.

Dans la seconde hypothèse, on ne suppose pas qu'il y ait transport d'un agent matériel à de grandes distances, mais on admet que les vibrations des molécules mêmes des corps lumineux, autour de leurs positions d'équilibre, sont communiquées aux molécules d'un fluide éthéré répandu partout. Ces vibrations se propageant à travers le fluide, arrivent à l'organe de la vue qui les transmet au nerf optique. Telle est *l'hypothèse des ondulations*; la nature et

la transmission de la lumière seraient alors analogues à la nature du son et à sa transmission à travers les fluides et les corps pondérables.

La grande analogie qui existe entre les phénomènes de la lumière, et ceux de la chaleur rayonnante, fait présumer qu'ils sont produits par un seul et même agent. Or la difficulté que l'on trouve encore à expliquer par des vibrations l'ensemble des faits dus à la chaleur rend plus simple, dans l'état actuel de la science, l'hypothèse du calorique. On est donc conduit, sous ce point de vue, à préférer l'hypothèse de l'émission de la lumière à celle des ondulations.

Cependant, en adoptant la première, il faut admettre l'existence d'une infinité de matières lumineuses différentes, donnant lieu à autant de couleurs ou de nuances de couleurs, pour expliquer la décomposition de la lumière et tous les phénomènes de la coloration. Dans la théorie des ondulations, au contraire, on conçoit facilement que des mouvements vibratoires plus ou moins rapides puissent donner lieu à des sensations différentes; ici les couleurs seraient pour l'œil, ce que les sons ayant différentes vitesses de vibration sont pour l'oreille. Sous ce nouveau point de vue, l'avantage n'appartient pas à l'hypothèse de l'émission.

443. On peut citer un grand nombre de faits qui indiquent que la chaleur et la lumière sont dues à un seul et même agent. Quand les rayons solaires, tombés sur la surface d'un miroir concave ou d'une loupe, se sont réfléchis ou réfractés de manière à se croiser dans un petit espace, on trouve en cet endroit même un développement de chaleur. La température d'un corps exposé au soleil s'élève plus qu'à l'ombre; si ce corps est transparent une grande partie de la lumière échappe à l'absorption et l'élévation de température est moindre; la lumière solaire paraît donc se transformer en chaleur quand elle pénètre dans les corps. Les corps à une température très-élevée deviennent lumineux, la chaleur rayonnante semble acquérir ici les propriétés de la lumière. Sur l'identité de la chaleur et de la lumière.

D'autres phénomènes ne paraissent pas aussi favorables à l'identité des causes premières de la chaleur et de la lumière : les corps phosphorescents répandent une clarté, très-faible à la vérité, mais sans échauffement sensible. Certains animaux, comme les vers luisants, répandent même une clarté suffisante pour qu'on puisse lire sans autre corps éclairant, et ne produisent pas de chaleur. Le bois, les viandes et surtout le poisson, lorsque toutes ces substances sont dans un certain état de putréfaction, jettent une lumière qui

n'est pas accompagnée de chaleur. Certains phénomènes chimiques, tels que la combinaison de l'oxide de carbone et du chlore, sont produits par la lumière seule. On peut séparer certaines parties d'un rayon solaire qui produisent l'effet de la chaleur sans lumière.

Mais ces faits indiquent seulement que les phénomènes lumineux peuvent exister sans mélange de phénomènes calorifiques, et ne sauraient objecter contre l'identité des causes premières ou des agents auxquels on doit attribuer la lumière et la chaleur. N'existerait-il qu'un seul fait bien constaté, où ces agents se confondent et se transforment, il suffirait pour établir cette identité. Ainsi, quelle que soit l'hypothèse qu'on adopte pour expliquer les phénomènes lumineux, il faut se résoudre à l'adopter pour la chaleur.

Du fluide éthéré.

444. Un grand nombre de phénomènes d'optique se conçoivent facilement dans l'hypothèse de l'émission, mais un grand nombre aussi sont en contradiction manifeste avec elle et en démontrent la fausseté. La théorie des ondes lumineuses, au contraire, explique les faits connus d'une manière complète, et sans nécessiter aucune de ces mille hypothèses additionnelles et contradictoires que la théorie de l'émission est forcée d'admettre ; elle établit un lien naturel entre les phénomènes en apparence les plus dissemblables ; enfin, comme pour fournir une preuve irrécusable de sa réalité, elle a devancé la physique expérimentale en lui indiquant plusieurs faits qu'elle n'avait pas soupçonnés, et qui ont été complétement vérifiés.

Il est impossible, d'après cela, de ne pas adopter l'hypothèse des ondulations comme la cause immédiate des phénomènes lumineux. On est ainsi forcé d'admettre l'existence d'un fluide universellement répandu, dans les espaces vides de toute matière pondérable comme dans les milieux diaphanes. Ce fluide, auquel on donne le nom d'*éther,* servant à propager les ondes lumineuses, est donc l'agent ou la cause primitive de la lumière. S'il résultait des faits qui viennent d'être cités que l'éther dût être aussi regardé comme la cause première des phénomènes calorifiques, il faudrait admettre que la chaleur rayonnante est due à des ondulations de l'éther qui se distinguent des ondes lumineuses par quelque propriété particulière, et que la chaleur statique ou de combinaison n'est autre que la masse plus ou moins grande du fluide éthéré renfermé dans les corps.

Ces conclusions n'auraient rien de trop étranger aux idées reçues par les physicêns pour qu'on dût les rejeter ; car, pour tous les phé-

nomènes qui dépendent des températures, des chaleurs spécifiques et latentes, leur énoncé et l'explication qu'on en donne ne subiraient d'autre modification que celle de substituer le mot *éther* à celui de *chaleur;* et quant au calorique rayonnant, dont la cause immédiate serait un genre particulier d'ondulations du fluide éthéré, sa propagation dans le vide ou dans les milieux diathermanes serait tout-à-fait analogue à celle de la lumière dans le même fluide, ou à celle du son dans les gaz. L'ingénieuse théorie de l'équilibre mobile des températures pourrait seule éprouver un renversement complet, car l'état des températures permanentes résulterait de l'équilibre absolu de l'éther sous l'action que la matière pondérable exerce sur les molécules de ce fluide. Ainsi l'identité présumée des agents qui donnent naissance au calorique et à la lumière n'est pas une objection bien forte contre l'hypothèse des ondes lumineuses.

445. Quoi qu'il en soit, nous adopterons la théorie des ondulations comme la seule qui puisse aujourd'hui rendre compte de tous les phénomènes optiques des milieux diaphanes. Toutefois, pour faciliter l'étude de ces phénomènes, nous les partagerons d'abord en plusieurs groupes, qui dépendront chacun d'un fait principal que nous tâcherons d'énoncer sans rien spécifier sur la cause de la lumière; nous développerons ainsi autant de théories particlles; puis, pour les réunir dans une même théorie générale, il nous suffira de prouver que tous les faits principaux de ces groupes différents ne sont que des conséquences nécessaires du principe des ondulations. Théorie adoptée. Marche suivie.

446. Toute ligne partant d'un corps lumineux, et que la lumière suit en se propageant, est ce qu'on appelle un *rayon de lumière.* Dans l'hypothèse de l'émission, on donnait ce nom à la trajectoire commune, décrite par toutes les molécules lumineuses lancées dans la même direction par un même point d'un corps lumineux. Il résultait de cette définition et des principes de la mécanique rationnelle, que, dans le vide ou dans un milieu homogène, cette trajectoire ne pouvait être qu'une ligne droite. Cette conclusion se vérifie en général; car on ne peut voir ordinairement un corps lumineux quand il existe entre ce corps et l'œil, sur la ligne droite qui les joint, un milieu opaque ou à travers lequel la lumière ne puisse se propager. Définition du rayon de lumière.

Il y a cependant des circonstances où la lumière semble marcher en ligne courbe, quoique dans un milieu homogène. Ce fait remarquable constitue une des objections les plus fortes qu'on ait oppo-

sées au système de l'émission, qui ne pouvait ni l'expliquer ni même en faire concevoir la possibilité. Mais, hormis ces cas exceptionnels dont la théorie des ondes rend parfaitement compte, un même phénomène lumineux peut toujours être aperçu par un œil qui s'éloigne du lieu où il est produit sur une ligne droite, et sans sortir du même milieu homogène. Nous admettrons donc comme un résultat de l'expérience, que, dans le même milieu, la lumière se propage en ligne droite, c'est-à-dire que les rayons lumineux sont des lignes droites. Voici les principales conséquences géométriques qui résultent de cette propriété.

Théorie géométrique des ombres.

447. Quand un corps opaque arrête une partie des rayons émanés d'un corps lumineux, une portion de l'espace se trouve privée de lumière, et forme l'*ombre* du corps opaque. Concevons qu'un plan indéfini se meuve en restant à la fois tangent au corps lumineux et au corps opaque; il résultera de ce mouvement une surface enveloppée développable, dont l'arête de rebroussement sera au delà des deux corps, s'ils se trouvent d'un même côté du plan mobile, et dans l'espace qui les sépare, si le plan se meut entre eux. Lorsque les surfaces développables correspondantes à ces deux cas différents sont coupées par un plan situé derrière le corps opaque, la courbe d'intersection de la première surface doit *séparer* l'ombre de la lumière sur le plan sécant. La portion de ce même plan comprise entre les deux courbes d'intersection ne doit être ni aussi éclairée que le reste, ni aussi obscure que la partie qui se trouve dans l'ombre; car la lumière reçue entre les deux courbes doit évidemment aller en croissant de la première à la seconde, puisqu'en se mouvant dans ce sens un œil apercevrait une partie de plus en plus étendue du corps lumineux. Lorsque le corps lumineux et le corps opaque sont sphériques, les deux surfaces développables deviennent des cônes droits, et leurs arêtes de rebroussement se réduisent à des points situés sur la ligne qui joint les centres des deux corps.

Dans tous les cas, la partie de l'espace comprise entre les deux surfaces développables, et qui entoure l'ombre, est appelée la *pénombre* du corps opaque. Il est bon de remarquer que l'ombre peut être infinie ou limitée, suivant que le corps opaque est plus grand ou plus petit que le corps lumineux, tandis que la pénombre est toujours infinie. Par exemple, si les deux corps sont sphériques, le sommet de la surface conique qui termine l'ombre est situé derrière la sphère lumineuse ou derrière la sphère opaque, suivant que le diamètre de la première est plus petit ou plus grand que

celui de la seconde. Dans le premier cas, l'ombre est infinie; formant un cône tronqué qui enveloppe la sphère opaque, elle commence à la courbe de contact et diverge indéfiniment derrière cette sphère; son sommet est en quelque sorte virtuel. Dans le second cas, l'ombre est limitée; elle converge à partir de sa courbe de contact sur le corps opaque vers un sommet réel, et forme ainsi un cône géométrique complet. Quant à la pénombre, elle est toujours limitée vers l'espace éclairé par un cône divergent, puisque son sommet se trouve entre les deux corps.

Toutes ces conséquences géométriques sont vérifiées par l'expérience. Les ombres dessinées à la surface de la terre par les corps qui interceptent les rayons solaires ont toujours la forme que leur assigne la construction qui précède; elles sont bordées d'une pénombre très-sensible, dont l'étendue dépend du diamètre apparent de l'astre, et de la distance qui sépare le corps opaque du lieu où son ombre est observée. Si, dans les éclipses de lune, l'on remarque que la lumière réfléchie par ce satellite va en s'affaiblissant graduellement avant de disparaître, c'est que la lune traverse d'abord la pénombre de notre planète avant d'atteindre son ombre. Une éclipse de soleil est partielle ou annulaire quand le lieu où on l'observe à la surface de la terre se trouve dans la pénombre de la lune; elle est totale si l'observateur est dans l'ombre du satellite. Le diamètre apparent du soleil étant très-variable dans le cours de l'année, tandis que celui de la lune change peu, le sommet toujours réel de l'ombre limitée du satellite peut se trouver, à l'époque d'une éclipse de soleil, soit en avant, soit en arrière de notre planète; dans le premier cas, l'éclipse observée sur l'axe de l'ombre est nécessairement annulaire; elle est totale dans le second.

Théorie physique des ombres.

448. Lorsque la source lumineuse a très-peu d'étendue, les résultats fournis par l'observation diffèrent essentiellement de ceux indiqués par la théorie précédente. Si, dans une ouverture pratiquée au volet d'une chambre obscure, l'on enchâsse un verre très-convexe sur lequel puissent tomber extérieurement les rayons solaires, la lumière en traversant ce corps diaphane éprouve des déviations dont nous donnerons plus tard l'explication. Au moyen de cet appareil, les rayons lumineux qui pénètrent dans la chambre convergent vers un très-petit espace appelé foyer, qui peut n'avoir qu'un millimètre et moins de largeur; après s'être croisés en ce lieu, les rayons divergent ensuite comme s'ils partaient du foyer même, qui figure ainsi une source lumineuse de peu d'étendue. Si l'on présente un corps opaque au faisceau qui diverge de cette

source, et derrière le corps un écran, d'après la théorie fondée sur la marche rectiligne de la lumière, l'ombre du corps opaque doit être terminée par une surface conique tronquée ayant son sommet à la source; sa pénombre ne peut être sensible à cause du très-petit diamètre du foyer, et la ligne de séparation de l'ombre et de la lumière doit paraître nettement tracée.

Or c'est ce qui n'a pas lieu : la partie de l'écran située dans l'ombre géométrique est éclairée d'une lumière assez vive qui s'affaiblit graduellement à partir de ses bords; et de l'autre côté de la ligne de séparation, là où on ne devrait apercevoir qu'une lumière uniforme, on distingue des bandes irisées. Si l'on interpose entre le foyer et le corps opaque un verre qui ne laisse passer que de la lumière rouge, les bandes qui bordent l'ombre portée deviennent rouges et sont alternativement brillantes et obscures; la différence de leur éclat va en s'affaiblissant, puis, à une distance assez grande de la ligne de séparation géométrique, on n'aperçoit plus sur l'écran qu'une lumière rouge uniforme. Cette expérience présente un cas particulier de la *diffraction*, phénomène général dont Fresnel a donné l'explication complète.

Il résulte de ce fait remarquable que le phénomène de l'ombre n'est pas aussi simple qu'il le paraît au premier abord. Lorsque le corps lumineux a une étendue très-sensible, on doit regarder l'ombre du corps opaque comme le résultat de la superposition de toutes les ombres occasionnées par les différents points du corps lumineux; séparées, elles présenteraient chacune une clarté intérieure et des bandes irisées extérieures; mais étant réunies, leur concours fait coïncider au même lieu les parties obscures et brillantes de leurs différents systèmes de bandes, et l'œil n'aperçoit plus dans les ombres portées qu'une lumière continue variable de clarté. Ce résultat général est alors identique avec celui déduit de la théorie qui précède; on peut conséquemment adopter cette théorie sans crainte d'erreur, toutes les fois que la source lumineuse n'aura pas des dimensions micrométriques.

Images produites par de petites ouvertures.

449. Les rayons solaires qui traversent un petit espace libre, circonscrit par les bords d'un ou de plusieurs corps opaques, forment un faisceau dont la section, prise à une distance convenable, est toujours sensiblement circulaire, quelle que soit la forme de l'ouverture. C'est ce que l'on observe, par exemple, dans l'ombre des arbres; les faisceaux lumineux que laissent passer les jours du feuillage vont projeter sur le sol des images elliptiques ou rondes, suivant l'inclinaison des surfaces qui les reçoivent. Pour se rendre

compte de ce fait, il faut remarquer que chaque point du disque solaire envoie des rayons qui, s'ils existaient seuls, formeraient au delà des bords opaques un faisceau cylindrique ayant partout une section égale à celle de l'ouverture. Il est facile, d'après cela, de trouver la forme de l'image lumineuse projetée sur un écran par le faisceau multiple.

Si l'on imagine une surface cylindrique mobile, dont les arêtes, s'appuyant toujours sur le périmètre de l'ouverture, seraient successivement dirigées vers les différents points du disque solaire, il est évident que le contour de l'image cherchée sera situé sur la surface qui envelopperait toutes les positions de ce cylindre. Supposons que l'ouverture soit plane et que l'écran lui soit parallèle, il suffira de promener sur cet écran une figure égale à la section de l'intervalle libre et ayant constamment la même direction, de telle manière que la droite allant d'un point de cette figure au point homologue de l'ouverture, suive les bords apparents de l'astre; et la courbe enveloppant toutes les positions de la figure mobile, tracera le contour cherché. Il résulte évidemment de cette construction très-simple, que, si l'ouverture est assez petite et l'écran suffisamment éloigné, l'image sera toujours sensiblement de même forme que le disque apparent de l'astre, c'est-à-dire ronde; excepté lors d'une éclipse de soleil, car la même construction indique que cette image doit alors prendre la forme d'un croissant, si cette éclipse est partielle, celle d'un anneau, si cette éclipse est annulaire, et c'est effectivement ce que l'on observe.

Des considérations analogues expliquent les images renversées qu'on aperçoit sur les murs d'une chambre close, quand la lumière ne peut y pénétrer que par une seule ouverture ayant de petites dimensions. Ici ce sont les objets extérieurs, éclairés par la lumière du jour, qui envoient des faisceaux de rayons réfléchis. Les rayons partis de chacun de leurs points, et qui pénètrent dans la chambre, projettent sur la paroi une image de l'ouverture. L'ensemble des FIG. 210.
images correspondantes à tous ces points doit figurer une sorte de tableau du paysage extérieur, dans une position évidemment renversée, d'autant plus nettement que les faisceaux partiels se détachent davantage les uns des autres, ou que l'ouverture est plus étroite et le tableau plus éloigné.

450. La vitesse avec laquelle la lumière se répand dans l'espace Vitesse de la lumière.
est si grande, qu'elle paraît infinie pour tous les phénomènes lumineux produits et observés à la surface de la terre : mais on a trouvé des moyens de la mesurer dans les apparitions de certains

corps célestes. Les éclipses des satellites de Jupiter se succèdent en réalité périodiquement, à des intervalles de temps égaux et connus, pour chaque satellite; mais étant observées à des distances différentes par suite du mouvement relatif de la terre et de Jupiter, elles paraissent séparées par des intervalles de temps inégaux. C'est en comparant les époques réelles et apparentes de ces éclipses qu'on est parvenu à évaluer la vitesse de la lumière. On a trouvé, par exemple, que l'instant de l'apparition d'une éclipse du premier satellite observée lors de la conjonction de Jupiter, était en retard d'un quart d'heure, sur l'instant déduit par le calcul du nombre d'éclipses réellement équidistantes, que l'on avait comptées à partir d'une autre éclipse du même satellite observée lors de l'opposition de la planète; ce retard indique évidemment que la lumière emploie un quart d'heure à parcourir le diamètre de l'orbe terrestre, ou 68,000,000 de lieues environ; ce qui donne plus de 70,000 lieues par seconde.

Lois de l'intensité de la lumière.

451. On donne le nom d'intensité de la lumière, à la quantité absolue de lumière répandue sur l'unité de surface d'un corps éclairé. On obtiendrait un nombre propre à mesurer cette intensité en divisant la quantité de lumière qui tombe sur une surface plane donnée, par l'étendue de cette surface. D'après cela, *l'intensité de la lumière reçue obliquement, doit être proportionnelle au sinus de l'angle que font les rayons lumineux avec la surface qu'ils éclairent.* Car si l'on reçoit un faisceau de rayons parallèles, sur un plan opaque qui fasse avec eux un angle α, l'intensité de la lumière sur cette surface sera égale, pour toute valeur de α, à la même
F.G. 211. quantité de lumière (q) divisée par l'étendue de la section faite dans le cylindre lumineux, laquelle est égale à la section (s) faite perpendiculairement divisée par sin. α; cette intensité sera donc $\frac{q}{s}$ sin. α, et sera conséquemment proportionnelle à sin. α.

L'intensité de la lumière provenant d'un point éclairant décroît en raison inverse du carré de la distance. Cette loi est une conséquence nécessaire de l'hypothèse de l'émission, puisque la même quantité de molécules lumineuses devant traverser toutes les surfaces sphériques dont le point éclairant est le centre, l'intensité de la lumière sur ces surfaces doit varier en raison inverse de leurs aires ou des carrés de leurs rayons. La théorie des ondulations conduit à la même conséquence en prenant, pour intensité de la lumière, la force vive que possèdent toutes les molécules d'éther animées au même instant de la même vitesse de vibration, et qui doit rester constante lors de la propagation des ondes.

L'expérience confirme cette conséquence commune aux deux hypothèses. D'abord, il est facile de reconnaître à l'œil l'égalité de deux lumières, éclairant deux lames égales et de même nature, telles que deux morceaux de papier que l'on regarde par derrière, et qui reçoivent chacun la lumière d'un seul corps éclairant; condition qu'il est facile de remplir au moyen d'un écran, placé entre les deux corps lumineux et normal aux feuilles translucides. Si, lorsque cette égalité est observée, les deux sources lumineuses sont à des distances égales, et placées de la même manière par rapport aux corps qu'elles éclairent respectivement, on pourra regarder comme égales les intensités de la lumière qu'elles émettent, ou les prendre pour des *lumières égales*. FIG. 212.

Or, si l'on éclaire un des morceaux de papier par une seule lumière placée à la distance d'un pied, et l'autre par quatre sources reconnues égales à la première, mais placées à deux pieds de distance, l'œil jugera les deux corps translucides également éclairés. Ce résultat de l'expérience vérifie la loi déduite de la théorie.

452. Il suit de là que pour comparer deux lumières différentes, il faut faire éclairer séparément par chacune d'elles une des lames de l'expérience précédente, et éloigner ou rapprocher l'une ou l'autre des deux sources, jusqu'à ce que les deux plaques translucides paraissent également éclairées à l'œil qui les voit simultanément par derrière. Si d et d' représentent alors les distances qui séparent les corps lumineux des lames qu'ils éclairent respectivement, distances que l'on peut mesurer très-exactement, i et i' étant les intensités de leurs lumières à l'unité de distance, on aura $\frac{i}{d^2}=\frac{i'}{d'^2}$ ou $\frac{i'}{i}=\frac{d'^2}{d^2}$. L'appareil employé dans cette circonstance est appelé photomètre; c'est le nom commun à tous les instruments destinés à mesurer l'intensité de la lumière. Photomètre.

Rumford a substitué à la comparaison de deux lumières celle des ombres qu'elles occasionnent. Les deux corps lumineux éclairant à la fois une même surface plane translucide, on interpose, entre eux et la surface, un corps opaque. L'ombre portée par une des lumières étant éclairée par l'autre, si l'on fait varier les distances d et d' des deux corps lumineux à la surface jusqu'à ce que les deux ombres observées par derrière paraissent égales, les intensités de leurs lumières, prises à ces distances différentes, seront pareillement égales. FIG. 113.

On peut, par ce nouveau moyen, vérifier la formule $\frac{i'}{i}=\frac{d'^2}{d^2}$, ou, en faisant usage de cette formule, comparer entre elles les intensités de deux lumières différentes. Le photomètre de Rumford a été

fréquemment employé, soit pour comparer les facultés éclairantes de différentes espèces de lumières, soit pour déterminer l'influence des diverses parties des appareils qui les fournissent, et les proportions relatives qu'il convient de leur donner, dans le double but d'augmenter leur pouvoir, et de diminuer la dépense qu'ils exigent. Parmi les résultats obtenus par Rumford, nous citerons les suivants : l'intensité de la lumière fournie par une chandelle, étant 100 lorsqu'elle est bien mouchée, descend à 39 au bout de 11', n'est plus que 16 au bout d'une demi-heure, et remonte à 100 lorsqu'on la mouche de nouveau. Les variations d'intensité d'une bougie sont comprises entre 100 et 60. Une lampe d'Argant ordinaire, c'est-à-dire à mèche cylindrique et à double courant d'air, donne, lorsqu'elle brûle avec tout son éclat, autant de lumière que 9 chandelles bien mouchées. Une lampe à mèche plate, dans les circonstances les plus favorables, c'est-à-dire présentant une flamme large, claire et sans fumée, dépense six parties d'huile, tandis qu'une lampe à bec d'Argant, qui donne la même quantité de lumière, n'en consomme que cinq.

Voici d'autres résultats déduits d'expériences photométriques et qu'il est bon de connaître : plusieurs causes font varier l'intensité de la lumière fournie par une lampe ordinaire, la *carbonisation* de la mèche, l'abaissement du niveau dans le réservoir, et la vaporisation de l'huile due à l'échauffement de l'appareil. Dans les lampes de Carcel ces causes de variation sont annulées; un système de pompe, mû par un mécanisme d'horlogerie, fait toujours circuler autour de la mèche une même quantité d'huile, un tiers se consume et le reste retombe dans le réservoir; par ce moyen l'huile arrive toujours à la même température et en même quantité; et la mèche toujours imbibée ne se carbonise que très-peu; aussi trouve-t-on que la faculté éclairante d'une lampe de Carcel reste sensiblement constante.

MM. Arago et Fresnel ont imaginé, pour les phares à réfraction, des lampes à plusieurs mèches concentriques, qui ont l'avantage de réunir un plus grand pouvoir éclairant, dans une étendue de flamme comparativement plus petite que toute autre lumière artificielle. Un bec de cette nature, composé de 3 à 4 mèches, donne l'éclat de 10 à 20 quinquets ordinaires. Mais en comparant ces appareils aux bonnes lampes de Carcel, MM. Arago et Fresnel ont toujours trouvé que la quantité d'huile consumée était proportionnelle à la lumière produite.

Dans les lampes à mèche plate, la cheminée en verre n'a d'autre

objet que de rendre la flamme plus tranquille. Mais dans les appareils à bec d'Argant elle a un autre but, celui d'activer le double courant d'air ; sa forme n'est plus indifférente, et son diamètre doit être dans un certain rapport avec celui de la mèche, si l'on veut obtenir le plus de lumière possible pour la même quantité d'huile consumée.

Le photomètre de Rumford a aussi servi à comparer les pouvoirs éclairants des gaz combustibles extraits du charbon de terre et de l'huile, et à étudier les dispositions et les proportions des becs et des cheminées qui permettent d'obtenir plus de lumière pour la même quantité de gaz brûlé. En général, dans l'éclairage au gaz, la lumière la plus brillante, et en même temps la plus économique, est fournie par le bec à double courant d'air dont les trous sont plus nombreux, le conduit d'air intérieur plus petit, et la cheminée plus étroite. Les pouvoirs éclairants de deux volumes égaux de gaz combustibles, l'un extrait de la houille, l'autre de l'huile, chacun d'eux étant brûlé avec le bec qui lui convient le mieux, sont moyennement entre eux comme 1 à $2\frac{1}{2}$. Ce rapport varie d'ailleurs beaucoup avec la qualité des matières premières, et la perfection des procédés de fabrication.

453. La lumière n'est pas émise par les corps lumineux avec la même intensité dans toutes les directions. Quand on regarde d'assez loin un boulet de fer échauffé de manière à devenir lumineux, on ne peut pas distinguer si ce corps éclairant est plan ou sphérique. Tous les rayons lumineux partis de ce corps et reçus par l'œil pouvant être regardés comme parallèles à la distance supposée, un faisceau composé de ces rayons, et ayant une même largeur, a donc la même intensité quels que soient les points du boulet qui l'émettent, qu'ils soient en face ou sur les côtés. Or, dans ces cas différents, la portion de la surface du boulet, émettant ce faisceau de même largeur, varie en raison inverse du sinus de l'angle que le plan tangent à cette surface fait avec l'axe du faisceau ; d'où il suit que l'intensité de la lumière émise doit varier au contraire proportionnellement à ce sinus.

Intensité des rayons obliques.

Fig. 214.

En partant des lois qui indiquent que l'intensité de la lumière varie en raison inverse du carré de la distance, et proportionnellement au sinus de l'angle d'émission, on démontre aisément ce théorème : que la lumière reçue au sommet d'un cône appuyé sur un corps éclairant, si ce point n'est pas atteint par d'autres rayons lumineux que ceux enveloppés par ce cône d'ouverture invariable, reste en quantité constante, quelles que soient la forme et la dis-

tance du corps éclairant, pourvu que l'intensité de la lumière qu'il émet normalement reste toujours la même. On en conclut ce corollaire : si un même cône s'appuie successivement sur plusieurs corps lumineux différents, les intensités des lumières qu'ils émettent seront entre elles comme les clartés observées au sommet du cône ; et cela quelles que soient les formes et les distances des diverses parties des corps éclairants, comprises dans l'intérieur de la même surface conique.

Photomètre de Leslie.

454. En se fondant sur ce principe, et en admettant que la quantité de chaleur rayonnée par un corps lumineux est proportionnelle à la quantité de lumière émise par ce corps, Leslie a imaginé de se servir d'une des boules de son thermomètre différentiel, pour comparer les effets lumineux produits par différents corps éclairants. La seconde boule doit être recouverte d'une couche opaque, afin qu'elle ne reçoive pas intérieurement la chaleur rayonnante lumineuse; alors l'air de la boule transparente s'échauffant plus que celui de l'autre boule, l'index du thermomètre marche d'une quantité plus ou moins grande. Suivant Leslie, le nombre de degrés indiqués par l'instrument, doit être regardé comme proportionnel à l'intensité de la lumière envoyée par le corps éclairant dans l'intérieur de la surface conique, enveloppant *à la fois le* corps lumineux et la boule transparente.

C'est avec ce photomètre que Leslie a cru pouvoir déterminer le rapport de l'intensité de la lumière du soleil à celle d'une bougie ordinaire. La bougie dont il se servit représentait un disque éclairant de $\frac{3}{7}$ de pouce de diamètre; placée à deux pouces de distance, elle produisait sur l'instrument un effet de 6°; par conséquent à un pied cet effet n'eût été que le $\frac{1}{36}$ de 6°, ou $\frac{1°}{6}$. Le soleil, à une certaine hauteur au-dessus de l'horizon, faisait marcher l'index de 125°. Or, pour que la bougie soutendît le même angle que soutendait le soleil, lequel était d'environ 30′, il aurait fallu la placer à quatre pieds de distance, d'où elle n'eût produit qu'un effet seize fois plus petit que $\frac{1°}{6}$, ou égal à $\frac{1°}{96}$. Ainsi les effets produits par le soleil et la bougie, soutendant le même angle, seraient entre eux dans le rapport de 125 à $\frac{1}{96}$, ou comme 12,000 à 1. D'où Leslie a conclu que la clarté du soleil est 12,000 fois plus grande que celle d'une bougie ordinaire.

Pour comparer les effets lumineux du soleil et de la lune, Leslie fut obligé de se servir d'un autre procédé, la lumière de la lune ne produisant pas d'effet calorifique sensible. Il imagina de comparer la clarté de cet astre à celle d'une bougie, en déterminant le degré

de ténuité des objets qui pouvaient être vus d'une manière distincte. Il essaya de lire des caractères d'imprimerie de dimensions différentes, et se transportant ensuite dans une chambre obscure, tendue de noir et éclairée par une seule bougie, il s'éloigna de cette bougie jusqu'à ce que sa clarté laissât apercevoir seulement les mêmes caractères vus distinctement à la clarté de la lune; il trouva qu'il fallait se placer pour obtenir ce résultat à quinze pieds de la bougie. A cette distance, la bougie n'aurait pas produit d'effet sensible sur le photomètre; mais, d'après ce qui précède, le calcul donne pour cet effet $\frac{1^\circ}{9.15^2}=\frac{1^\circ}{1350}$. La clarté de la lune étant égale à celle d'une bougie éloignée de quinze pieds, on devait prendre $\frac{1^\circ}{1350}$ pour l'effet photométrique dû à la lumière de cet astre. Avant de comparer cet effet à celui de 125° produit par le soleil, il fallait corriger un des nombres en le ramenant à ce qu'il eût été, si la même surface conique eût enveloppé les deux corps lumineux, et si les deux astres eussent été à la même hauteur au-dessus de l'horizon, ou si leur lumière eût traversé la même épaisseur de l'atmosphère. Ces deux corrections ayant réduit l'effet solaire de 125 à 70 degrés photométriques seulement, Leslie en conclut que la clarté du soleil est à celle de la lune comme 70 à $\frac{1}{1350}$, ou comme 94500 à l'unité.

Bouguer avait obtenu un nombre à peu près triple de ce dernier, en diminuant l'intensité de la lumière du soleil par une inclinaison convenable de la surface plane qui la recevait, de manière à la rendre égale à celle de la lune. Au reste, les nombres obtenus par les expériences de Leslie ne s'accordent pas avec les idées reçues sur la manière dont la lune est éclairée. Ce corps ne saurait posséder le pouvoir réfléchissant des surfaces métalliques; il doit avoir une surface terne, rugueuse, et ne réfléchir conséquemment qu'une faible portion de la lumière qu'il reçoit; or, en cherchant la portion de lumière solaire incidente qui devait être réfléchie par la lune, pour que la clarté qui en résulterait à la surface de la terre s'accordât avec les résultats obtenus par Leslie, on trouve qu'il ne devrait y avoir aucune perte de cette lumière incidente dans l'acte de la réflexion; ce qui est impossible si, comme il est probable, la surface de la lune disperse la lumière à la manière des corps non polis. Il faudrait donc conclure de là que cet astre est lumineux par lui-même, comme les corps qui deviennent phosphorescents par insolation.

Le principe sur lequel est fondé le photomètre de Leslie, celui de la proportionnalité des effets calorifiques et lumineux produits

par les corps éclairants, est contredit par un trop grand nombre de faits, pour que cet instrument puisse servir à comparer des lumières artificielles différentes. Toutefois il donne des résultats assez exacts lorsqu'on restreint son emploi à constater les variations d'intensité du pouvoir éclairant d'un même appareil.

Wollaston a aussi étudié les clartés du soleil et de la lune; il se servait de la comparaison des ombres projetées sur un écran au delà d'un cylindre opaque, éclairé à la fois, dans une chambre obscure, par la flamme d'une chandelle et par un faisceau lumineux venant d'un des astres; la chandelle était éloignée jusqu'à ce que les deux ombres fussent égales. Après avoir comparé séparément par ce procédé une même lumière artificielle à celle du soleil et de la lune, on pouvait conclure facilement le rapport des clartés produites par ces deux astres. Wollaston a trouvé de cette manière que le soleil éclaire 800000 fois plus que la lune. Les grandes différences qui existent entre les valeurs assignées à ce rapport par différents physiciens, montrent combien sont imparfaits les moyens photométriques dont on a pu disposer jusqu'ici pour comparer la lumière des astres.

La découverte d'un procédé capable de donner la mesure exacte de l'intensité d'une lumière naturelle, même aussi faible que celle d'une étoile, serait incontestablement suivie de progrès importants en astronomie; car on pourrait alors classer les étoiles d'après l'intensité de leur lumière, et apprécier les rapports probables de leurs distances à la terre; trouver les périodes des étoiles changeantes, etc. L'espoir d'obtenir ces résultats explique assez les nombreuses tentatives faites par les physiciens, pour obtenir un photomètre parfait et comparable.

TRENTIÈME LEÇON.

Lois de la réflexion de la lumière. — Intensité de la lumière réfléchie. — Ancienne explication de la réflexion. — Miroirs plans — Miroirs sphériques; foyer principal; foyers conjugués. — Images par réflexion. — Caustiques par réflexion. — Description et usage de l'héliostate.

---

455. Lorsqu'un rayon lumineux atteint la surface polie d'un corps transparent ou opaque, une portion de cette lumière incidente est réfléchie. Le rayon direct et le rayon réfléchi sont dans le même plan normal à la surface ; ils font des angles égaux avec la normale, c'est-à-dire que l'angle de réflexion est égal à l'angle d'incidence. Ces lois peuvent être constatées par l'expérience suivante : on dispose horizontalement une plaque polie, et au-dessus un cercle répétiteur dont le limbe soit vertical. On vise avec la lunette de l'instrument une étoile ou un objet éloigné, et ensuite son image vue par réflexion, que l'on trouve toujours dans le même plan vertical. On remarque alors que l'angle décrit par la lunette, pour passer de l'une à l'autre de ces deux positions, est toujours double de l'angle que cette lunette fait avec l'horizon lors de la première observation ; ce qui prouve évidemment la loi énoncée. Lorsque la surface réfléchissante est courbe, on reconnaît, par le même procédé, que le rayon réfléchi a la même direction que si la réflexion avait eu lieu sur le plan tangent au point d'incidence. *Loi de la réflexion.*

456. Bouguer a entrepris plusieurs séries d'expériences dans le but de comparer l'intensité de la lumière réfléchie par différents corps, à celle de la lumière incidente. L'appareil qu'il a imaginé à cet effet mérite d'être connu : Une surface plane réfléchissante est en M ; deux tablettes S et S′ parallèles à cette surface, ayant même couleur et même teinte, sont disposées à des distances égales du plan du miroir, de telle manière que leurs centres soient situés sur une même perpendiculaire SS′ à ce plan ; une bougie posée en un certain point L de la droite SS′ éclaire les deux tablettes ; un écran opaque doit intercepter les rayons que cette bougie pourrait envoyer directement au miroir et à l'œil de l'observateur. *Intensité de la lumière réfléchie.* FIG. 215.

L'expérience consiste à déterminer la position L du corps éclairant, de telle sorte que l'œil de l'observateur placé en O, et apercevant à la fois, à la même distance et l'une au-dessus de l'autre, la tablette S' et l'image réfléchie de S, les voie toutes les deux de la même teinte. Lorsque cette position est trouvée, la fraction $(\overline{LS}^2 : \overline{LS'}^2)$ donne le rapport de la lumière réfléchie par le miroir à celle qui y tombe sous l'angle d'incidence SMN. Car si les rayons conservaient leur intensité après la réflexion, les clartés des deux tablettes S, S', vues à la même distance, seraient entre elles dans le même rapport que les intensités de la lumière reçue en S et S', ou dans le rapport inverse des carrés de $\overline{LS}$ et $\overline{LS'}$; et puisque les deux clartés sont égales, il faut en conclure que la lumière venant de la tablette S est diminuée, par sa réflexion sur le miroir, dans le rapport direct des mêmes carrés.

Les conséquences que Bouguer a déduites d'observations faites avec cet appareil, et par d'autres procédés analogues, s'accordent avec les résultats que MM. Arago et Fresnel ont obtenus depuis par des moyens plus précis. Elles indiquent que pour une même surface la quantité de lumière réfléchie diminue à mesure que le faisceau incident, toujours de même intensité, s'approche de la normale ; et que pour une même incidence, des surfaces de nature diverse réfléchissent des fractions très-différentes de ce même faisceau.

Voici quelques-uns des nombres trouvés par Bouguer : lorsqu'un faisceau de 1000 rayons, ou dont l'intensité est représentée par 1000, tombe sur l'eau sous un angle de 0°30′ avec la surface, l'intensité du faisceau réfléchi est encore 721; elle n'est plus que 211 sous un angle de 15°; 65 pour 30°; et 18 seulement de 60° à 90°. Sur 1000 rayons, qui tombent sur la 1re surface d'une lame de verre à glace, 543 sont réfléchis sous l'angle de 5° avec la surface; 300 pour 15°; 112 pour 30°; 25 de 60° à 90°. Le marbre noir poli, sur 1000 rayons incidents, en réfléchit 600 sous l'angle de 3°,15′; 156 pour 15°; 51 pour 30°; 23 de 60° à 90°. Le mercure et les miroirs métalliques offrent un décroissement beaucoup moins rapide : sur 1000 rayons incidents, plus de 700 sont réfléchis sous un angle très-petit avec la surface, et environ 600, ou plus de la moitié, lorsque cet angle est voisin de 90°.

Ancienne explication de la réflexion.

457. Dans l'hypothèse de l'émission, on admet que la réflexion est due à l'effet de certaines forces répulsives, exercées sur les molécules lumineuses par les particules pondérables du corps réfléchissant. Il faut admettre aussi que la lumière n'arrive pas jusqu'à

la surface, que nous supposerons horizontale; car si les rayons atteignaient cette surface, tombant sur les aspérités qui y existent toujours, quel que soit le degré de poli, ils seraient dispersés dans tous les sens. Ainsi les forces répulsives doivent détruire la composante verticale de la vitesse dont sont animées les molécules lumineuses, avant qu'elles aient atteint le corps réfléchissant. Leur résultante, étant normale à la surface, ne peut influer sur la composante horizontale de cette vitesse qui doit conséquemment rester constante. Ces forces continuant d'agir après la destruction de la composante verticale, font croître de nouveau cette composante dans un sens opposé, et lui restituent successivement tous les éléments de valeur qu'elles lui avaient enlevés.

D'après cela, chaque molécule lumineuse étant sollicitée par la résultante constamment verticale des forces répulsives, la trajectoire qu'elle décrira sera plane et située dans un plan vertical. D'où il suit que les rayons réfléchi et incident, ou les tangentes à cette trajectoire aux points où la résultante des forces répulsives devient insensible, seront dans un même plan, normal à la surface réfléchissante. De plus les composantes horizontale et verticale du rayon réfléchi, devant être respectivement égales aux composantes de la vitesse du rayon incident, mais avec cette différence, que les composantes horizontales doivent être dirigées dans le même sens, et celles verticales dans deux sens opposés, il faut nécessairement que le rayon incident et le rayon réfléchi fassent le même angle avec la normale. FIG. 216.

Quand le corps sur lequel tombe la lumière est très-peu poli, la hauteur des aspérités de la surface peut être telle que la résultante des forces répulsives ne puisse détruire totalement la composante verticale de la vitesse de la lumière, avant qu'elle ait atteint le plan des sommets de ces aspérités. Les molécules lumineuses pourront alors arriver jusqu'à la surface même, sans se réfléchir, ou pénétrant entre les aspérités se réfléchir irrégulièrement. On expliquerait ainsi pourquoi la lumière se disperse dans tous les sens, lorsqu'elle atteint un corps dont la surface est rugueuse.

Lorsque le corps n'a subi qu'un demi-poli, et que le rayon incident est très-incliné sur sa surface, la composante verticale de la vitesse étant très-faible, la résultante des forces répulsives, quoique très-petite aussi, peut encore détruire cette composante avant que les molécules lumineuses aient dépassé le niveau supérieur des aspérités, et la réflexion régulière peut alors être observée. L'expérience prouve en effet que des corps peu polis peuvent

réfléchir régulièrement la lumière qui y tombe très-obliquement.

Ainsi, à l'aide de forces répulsives que la matière pondérable exercerait sur la lumière, l'hypothèse de l'émission peut très-bien expliquer le phénomène de la réflexion. Mais en adoptant cette explication, il devient impossible de concevoir comment une fraction seulement de la lumière incidente se trouve réfléchie, et pourquoi cette fraction varie avec l'obliquité des rayons et avec la nature du corps. En effet, on est conduit à imaginer, outre les forces répulsives qui expliquent la réflexion, d'autres forces, attractives au contraire, exercées par la même matière sur la portion de lumière qui, au lieu d'être réfléchie, pénètre dans l'intérieur du corps; et l'ensemble des faits décrits au § 456 conduit à cette conclusion étrange, que le rapport entre la portion de lumière qui obéit aux forces répulsives, et celle dont le mouvement est régi par les forces attractives, varie non-seulement avec la nature du corps sur lequel tombe la lumière, mais encore avec l'obliquité du rayon incident sur la même surface. Ainsi l'hypothèse de l'émission sépare complétement les phénomènes de la réflexion et ceux de la réfraction; nous verrons par la suite que la théorie des ondes établit entre eux un lien commun et nécessaire.

Miroirs plans. 458. Les lois de la réflexion, constatées par l'expérience, suffisent pour expliquer les apparences que présentent les miroirs plans ou courbes, quand des rayons de lumière, partis des corps éclairants ou éclairés, tombent sur leurs surfaces polies. Lorsqu'un point lumineux O envoie des rayons incidents OI, OI',.... sur un miroir plan AB, les prolongements des rayons réfléchis régulièrement en I, I', passeraient par un point O', symétrique de O par rapport au plan AB, ou situé sur la perpendiculaire OP, à une distance $\overline{PO'} = \overline{OP}$. Ce théorème est une conséquence nécessaire de l'égalité des angles d'incidence et de réflexion, et de la position du rayon réfléchi dans le plan d'incidence, pour toute réflexion régulière. L'œil, recevant un faisceau de rayons réfléchis, sera affecté de la même manière que s'il était réellement parti du point O', qui forme ainsi une image du point O. Si, au lieu d'un seul point, un corps CD se trouve placé devant le miroir plan, chacun des points de ce corps aura son image derrière le miroir; et l'ensemble des images de tous ces points formera une image totale C'D', symétrique de CD par rapport au plan AB.

(Fig. 217, Fig. 218.)

Lorsqu'un objet B est placé entre deux miroirs plans parallèles, ou faisant entre eux un certain angle, un observateur peut apercevoir plusieurs images de ces objets, dont il est facile d'expliquer

l'origine. Par exemple si l'angle des deux miroirs (AM et AM') est droit, un œil placé près de leur arête commune, et suffisamment loin du corps éclairant, pourra recevoir : 1° des rayons arrivant directement de B; 2° des rayons réfléchis une seule fois par l'un des miroirs, et qui sembleront partis de B' ou B''; 3° d'autres ayant subi deux réflexions, une sur chaque miroir, et qui divergeront du point B'''. Enfin il est facile de voir que la lumière, qui aura éprouvé trois réflexions avant d'atteindre l'œil, divergera de B' ou de B'', en sorte que l'observateur ne verra, outre l'objet B, que trois images B', B'', B'''. Si l'angle des deux miroirs était de 60°, il y aurait 5 images, outre l'objet vu directement; 7 si l'angle était de 45°. Ces images devraient être en nombre infini si l'angle des deux miroirs était incommensurable avec quatre angles droits, mais la lumière s'affaiblissant rapidement lorsque le nombre des réflexions augmente, l'œil n'apercevra toujours qu'un nombre limité de ces images. C'est sur ce principe qu'est fondé l'instrument imaginé par M. Brewter, et connu sous le nom de ***kaléidoscope***. FIG. 219.

Miroirs sphériques. Foyer principal.

459. Les miroirs courbes dont on se sert habituellement sont sphériques, concaves ou convexes. Considérons d'abord le cas d'un miroir concave ayant de petites dimensions comparativement au rayon de courbure de sa surface. Soient C le centre de la sphère à laquelle appartient sa surface réfléchissante, et D un point quelconque du miroir. Un faisceau de rayons lumineux incidents, tous parallèles à CD, donnera lieu à des rayons réfléchis qui iront se croiser sensiblement en un même point, auquel on a donné le nom de ***foyer principal*** du miroir. En effet, soient : ADC un plan méridien quelconque passant par CD; BA un des rayons incidents; AO le rayon réfléchi qui lui correspond. Le triangle AOC sera isocèle, car on doit avoir l'angle OAC = CAB et par suite OAC = ACO; on aura donc $\overline{AO} = \overline{OC}$. Mais l'arc DA étant d'un très-petit nombre de degrés, on a sensiblement $\overline{AO} = \overline{DO}$; d'où il suit que le point O, intersection du rayon réfléchi et de l'axe, sera à très-peu près le milieu de $\overline{CD}$, quel que soit le rayon incident BA. Tous les rayons réfléchis concourront donc à très-peu près en un même point. En réalité le foyer n'est pas un point unique, mais on peut le regarder comme tel, lorsque le miroir est peu étendu comparativement à son rayon, ce qui a toujours lieu dans les miroirs courbes dont on fait usage. FIG. 220.

Si le faisceau de rayons parallèles tombait sur un miroir convexe, on démontrerait de la même manière, qu'entre les mêmes limites de grandeur de la surface réfléchissante, tous les rayons réfléchis, FIG. 221.

s'ils étaient prolongés, iraient concourir en un même point, milieu du rayon CD parallèle au faisceau incident. On donne encore à ce point le nom de foyer principal ; mais comme le concours n'a pas lieu, et qu'il arrive seulement que les rayons réfléchis semblent tous diverger de ce point, on dit que le foyer principal est *virtuel*, pour le distinguer du foyer correspondant au miroir concave, où les rayons réfléchis concourent réellement.

Un point lumineux ou éclairé P, situé sur CD à une distance très-grande du miroir, pourra être regardé comme la source des rayons parallèles incidents. L'œil recevant une portion de ces rayons, réfléchis sur le miroir concave, après leur concours au foyer principal, sera affecté de la même manière que si la lumière venait de ce foyer même, qui formera ainsi une image réelle du point P. L'image sera virituelle dans le cas du miroir convexe.

Foyers conjugués par réflexion.

460. Lorsque le point P est situé à une distance finie du miroir concave, les rayons réfléchis concourent encore sensiblement en un même point P', situé sur PC. De plus, il y a réciprocité entre ces deux points ; c'est-à-dire que si le point éclairant était P', son foyer serait en P. C'est par cette raison que P et P' sont appelés *foyers conjugués*.

Fig. 223.

Pour prouver cette proposition, soient : PCDA un plan *méridien* passant par PC ; PA un rayon lumineux parti du point P et tombant sur le miroir ; AC la normale en A ; AP' le rayon réfléchi ; $\overline{PD}=p$, $\overline{P'D}=p'$, $\overline{CD}=2f$, ou f la distance qui sépare le point D du foyer principal F situé sur PC ; I l'angle d'incidence ou celui de réflexion ; enfin P, C, P', les angles, aux points désignés par les mêmes lettres, qui soutendent tous l'arc AD. On aura $P=C-I$, $P'=C+I$, d'où $P+P'=2C$. Or l'arc AD, étant toujours d'un très-petit nombre de degrés, peut être regardé comme une droite perpendiculaire à CD ; et les angles P, P', C, ou les arcs qui les mesurent étant très-petits, on peut leur substituer les tangentes $\frac{\overline{AD}}{p}$, $\frac{\overline{AD}}{p'}$, $\frac{\overline{AD}}{2f}$. L'équation $P+P'=2C$, devient alors $\frac{1}{p}+\frac{1}{p'}=\frac{1}{f}$.

Cette dernière équation étant indépendante de l'arc AD, et de l'angle azimutal du plan ADP, conduit à une même valeur de p' pour tous les rayons lumineux partis du point P. Tous les rayons réfléchis passeront donc par le point P' situé sur PC à une distance $\overline{P'D}=p'=\frac{pf}{p-f}$. La même équation étant symétrique en p et p', indique que si le point lumineux était P' tous les rayons réfléchis concourraient en P.

La discussion de l'équation $p'=\frac{pf}{p-f}$ conduit aux conséquences

suivantes : 1° le foyer P', ou le lieu de l'image du point P, est réel si P est plus loin du miroir que le foyer principal ; 2° lorsque les foyers conjugués P et P' sont réels, le centre du miroir est toujours entre eux ; si l'un de ces foyers est au centre, l'autre s'y trouve pareillement ; 3° le foyer P' est à l'infini, c'est-à-dire que tous les rayons réfléchis sont parallèles, si le point lumineux P est au foyer principal ; 4° enfin le foyer P' est virtuel, c'est-à-dire situé derrière le miroir, quand le point lumineux est entre le miroir et le foyer principal. Fig. 223.

Si le miroir était convexe, une construction et des calculs analogues aux précédents conduiraient à une relation de la forme $\frac{1}{p'}-\frac{1}{p}=\frac{1}{f}$, d'où $p'=\frac{pf}{p+f}$; ce qui revient à changer le signe de p dans les formules du miroir concave. Il suit de ces nouvelles équations que le foyer P', ou le lieu de l'image du point P, sera toujours virtuel dans le cas du miroir convexe. Fig. 224.

Lorsque, le miroir étant concave, le foyer P' est réel, si le point éclairant P s'éloigne ou s'approche du miroir, l'équation $p'=f:\left(1-\frac{f}{p}\right)$ indique que P', toujours du même côté du miroir que P, se rapproche ou s'éloigne au contraire. Dans le cas où le miroir étant toujours concave le foyer P' est virtuel, si P s'approche ou s'éloigne du miroir, l'équation $-p'=f:\left(\frac{p}{f}-1\right)$ indique que P', situé du côté opposé à celui où se trouve P, s'approche ou s'éloigne aussi du miroir. Enfin quand le miroir étant convexe le point éclairant s'approche où s'éloigne, l'équation $p'=f:\left(\frac{f}{p}+1\right)$ indique que le foyer virtuel P' s'approche ou s'éloigne pareillement du miroir. On peut donc dire que, dans tous les cas, ***les deux foyers conjugués marchent en sens contraires.***

Quand le foyer P' est virtuel, l'œil recevant un faisceau de rayons réfléchis rapporte le lieu de leur départ au point P', qui forme ainsi une image virtuelle du point lumineux P. Lorsque le foyer P' est réel, l'œil peut éprouver la sensation de l'image, soit en se plaçant de manière à recevoir les rayons réfléchis après leur concours en P', soit en regardant la surface d'une plaque dépolie, placée au point P' même, et qui disperse dans tous les sens la lumière concourant en ce point.

461. Si le corps lumineux ou éclairé a une certaine étendue, tous ses points donnent lieu à autant d'images réelles ou virtuelles, situées chacune sur le rayon de la surface du miroir mené par le point qu'elle représente, et qui dans leur ensemble composent l'image réelle ou virtuelle du corps. La grandeur de cette image varie suivant la position de l'objet relativement au miroir. Images par réflexion.

Lorsque le miroir est concave, l'image réelle, et l'objet au delà du centre, l'image est renversée par rapport à l'objet, et toujours située entre le centre et le foyer principal; sa grandeur est à celle
Fig. 225. de l'objet comme $(2f - p')$ à $(p - 2f)$, ou d'après la valeur de p' comme f à $(p - f)$; l'image est donc plus petite que l'objet. Si, le miroir étant toujours concave et l'image réelle, l'objet est entre le centre et le foyer principal, l'image est encore renversée, mais située au delà du centre; sa grandeur est alors à celle de l'objet comme $(p' - 2f)$ à $(2f - p)$, ou d'après la valeur de p' comme f à $(p - f)$; l'image est donc plus grande que l'objet.

Quand, le miroir étant concave, l'objet est placé entre le foyer
Fig. 226. principal et le miroir, l'image est virtuelle, droite, et évidemment plus grande que l'objet. Enfin lorsque le miroir est convexe, l'image est aussi virtuelle et droite, mais plus petite que l'objet. Le rapport des grandeurs de l'image et de l'objet se trouverait dans ces deux derniers cas par des calculs semblables à ceux qui précèdent.

D'après l'examen qui vient d'être fait de tous les cas qui peuvent se présenter, lorsqu'un objet est placé devant un miroir sphérique concave ou convexe, on concevra facilement comment on doit se voir dans un miroir courbe. Quand l'observateur est placé au delà du centre, il se voit plus petit et renversé. S'il se rapproche du miroir, son image renversée s'agrandit. Elle disparaît lorsqu'il atteint et dépasse le centre, jusqu'à ce qu'il soit arrivé au foyer principal; car dans tout ce trajet son image est située derrière lui. Enfin lorsque l'observateur est plus près du miroir concave que le foyer principal, il se voit plus grand et droit. Quand on se regarde dans un miroir convexe, on se voit toujours plus petit et droit.

Mesure du rayon d'un miroir.

462. Il résulte des explications géométriques qui précèdent que les rapports de grandeur, et la position relative des objets et des images produites par un miroir sphérique donné, dépendent du rayon de courbure de sa surface. C'est un élément qu'il faut connaître pour prévoir les effets qu'on peut attendre d'un miroir courbe, et pour savoir s'il remplirait le but qu'on se propose, en l'employant dans un instrument d'optique. Cet élément peut être facilement déterminé par l'expérience.

Si le miroir est concave, on le place de telle manière que son axe soit parallèle aux rayons solaires. On promène ensuite dans sa concavité une petite plaque dépolie, que l'on arrête au point où l'image du soleil, aperçue sur cette plaque, a le plus de netteté et la plus petite étendue. La plaque est alors au foyer principal. Le dou-

ble de la distance qui la sépare du miroir est le rayon de courbure cherché.

S'il s'agit d'un miroir convexe, on recouvre sa surface d'une substance qui ne réfléchisse pas régulièrement la lumière, en ayant soin de laisser découverts deux petits cercles A et B, qui soient symétriquement placés par rapport au milieu du miroir. Fig. 227. Après avoir disposé le miroir ainsi préparé en face du soleil, de telle manière que les rayons de cet astre soient parallèles à l'axe, on promène devant ce miroir un écran convenablement échancré, que l'on arrête lorsque les traces lumineuses projetées sur lui par les faisceaux réfléchis aux petits cercles A et B, sont éloignées l'une de l'autre à une distance $\overline{A'B'}$ double de $\overline{AB}$. L'écran peut être alors regardé comme autant éloigné du miroir que le foyer principal virtuel; on mesure cette distance, et en la doublant on a le rayon de courbure cherché.

Caustiques par réflexion.

463. Après avoir démontré qu'un faisceau de rayons lumineux partis d'un même point est tranformé, par sa réflexion sur un miroir sphérique peu étendu, en un autre faisceau sensiblement conique, propriété qui suffit pour expliquer les phénomènes produits par les instruments d'optique composés de miroirs, il n'est pas inutile de rechercher la position exacte des différents points où se croisent les rayons réfléchis sur une surface quelconque. Malus a le premier traité cette question d'une manière générale, en partant des lois connues de la réflexion, et en se servant du calcul infinitésimal; voici les principaux résultats auxquels il a été conduit.

Soient P un point lumineux placé devant une surface courbe réfléchissante, *Pi* un rayon incident, et *ir* le rayon réfléchi correspondant. Fig 228. Si l'on imagine sur la surface courbe un cercle d'un rayon infiniment petit, et si l'on considère à la fois tous les rayons réfléchis, correspondants aux rayons incidents tous partis de P et qui tombent sur la circonférence de ce cercle, l'analyse demontre que deux de ces rayons réfléchis $i'r'$, $i''r''$, rencontrent le rayon central *ir* en deux points différents c' et c''; et que les deux directions ii', ii'', sont perpendiculaires entre elles.

Il est aisé de conclure de ce théorème que, pour le même point lumineux, il existe sur la surface proposée deux systèmes de courbes différentes, telles que les rayons réfléchis sur chacune d'elles forment une surface développable; nous appellerons ces courbes *lignes de réflexion*. Une ligne d'un des systèmes coupe à angle droit toutes les lignes du second. L'arête de rebroussement de la surface déve-

loppable correspondante à chaque ligne de réflexion est appelée *courbe caustique*. L'ensemble des courbes caustiques de chaque système est une *surface caustique*. Tout rayon réfléchi sur la surface réfléchissante venant du point lumineux est tangent aux deux surfaces caustiques. La courbe d'intersection de ces deux surfaces donne un maximum de lumière réfléchie pour un œil placé de manière à la recevoir; si cette courbe se réduit à un point, ce point est ce qu'on appelle un foyer.

Fig. 229. Dans le cas le plus simple, celui d'une surface plane réfléchissante, les lignes de réflexion sont, d'une part, les droites passant par le pied O de la perpendiculaire abaissée du point lumineux P sur le plan du miroir, et de l'autre, les circonférences de cercle ayant O pour centre. Les surfaces développables du premier système sont des plans passant tous par PO; les courbes caustiques se réduisent au point P' situé sur la perpendiculaire prolongée de $\overline{OP'}=\overline{PO}$. Les surfaces développables du second système sont des cônes droits dont le sommet commun est encore en P'; en sorte que les deux surfaces caustiques se réduisent au point P'.

Dans le cas d'une surface réfléchissante sphérique, les lignes de réflexion sont, d'une part, les grands cercles passant par les points où l'axe, c'est-à-dire la droite qui joint le centre et le point lumineux, vient rencontrer la sphère; et d'autre part, les petits cercles dont les plans sont perpendiculaires à cet axe. Les surfaces développables du premier système sont les plans méridiens eux-mêmes; celles du second sont des cônes droits dont les arêtes de rebroussement se réduisent pour chacun à un point situé sur l'axe; en sorte que la seconde surface caustique se réduit à cet axe lui-même. Quant à la première, elle forme une surface de révolution dont la courbe méridienne est une courbe caustique.

Petit a indiqué un moyen assez simple de construire par points cette courbe caustique méridienne. Soient : C le centre et CO le
Fig. 230. rayon de la surface sphérique; P le point lumineux; sPi, $s'Pi''$, deux rayons incidents infiniment voisins dans un même plan méridien; $iP'r$, $i''P'r'$, les rayons réfléchis correspondants. Soient en outre les longueurs $\overline{is}=\overline{ir}=4a$, $\overline{iP}$ ou $\overline{i''P}=p$, $\overline{iP'}$ ou $\overline{i''P'}=p'$. Les arcs ir et is étant égaux, ainsi que $i''r'$ et $i''s'$, on a $i''r'-ir=i''s'-is$, ou $rr'-ii''=ii''-ss'$; d'où enfin (1) $ss'+rr'=2ii''$. Or les triangles semblables Pss', Pii'', d'une part, et $P'rr'$, $P'ii''$, de l'autre, donnent $ss'=\frac{4a-p}{p}ii''$, $rr'=\frac{4a-p'}{p'}.ii''$, l'équation (1) devient alors (2) $\frac{1}{p}+\frac{1}{p'}=\frac{1}{a}$. Ainsi mesurant a et p, on déduira p'

de la formule (2), et la position du point P′, qui appartient évidemment à la courbe caustique, s'ensuivra nécessairement. Si le point lumineux était extérieur à la sphère, il faudrait changer le signe de p dans l'équation précédente.

Les figures 231, 232, 233 et 234 présentent les différentes formes que prend la courbe caustique méridienne, suivant la position du point radieux. La figure 231 représente, outre le cas du miroir convexe, celui d'un miroir concave quand le point lumineux est extérieur à la sphère; la courbe caustique est alors fermée, convexe au dehors, et tangente deux fois au cercle méridien; elle possède deux points de rebroussement, formant deux foyers, l'un réel pour la partie qui figure le miroir concave, l'autre virtuel appartenant au miroir convexe. Les trois autres figures ne peuvent concerner que les miroirs concaves; quand le point lumineux, intérieur à la sphère, est plus près du centre que de la surface, la courbe caustique est encore fermée, mais concave au dehors, elle contient quatre points de rebroussement, ceux situés sur l'axe sont deux foyers réels. Lorsque le point radieux atteint le foyer principal ou le milieu du rayon, la caustique se sépare en deux branches asymptotiques à l'axe. Enfin le point lumineux continuant encore de s'approcher du miroir, la caustique se transforme en deux genres de branches différentes, les unes virtuelles, ou placées derrière la surface réfléchissante, pour les rayons peu inclinés sur l'axe, les autres réelles, ou en avant du miroir, pour les grandes incidences.

FIG. 231. FIG. 232. FIG. 233. FIG. 234.

Forme exacte de l'image dans un miroir courbe.

464. La connaissance de la courbe caustique méridienne permet d'assigner le véritable lieu qu'occupe l'image d'un objet produite par un miroir sphérique d'une grande courbure, ou trop étendu pour que les formules relatives aux foyers conjugués lui soient applicables. Nous considérerons comme exemple le cas d'un miroir convexe. Soient P un point lumineux, et E la position de l'œil; imaginons qu'on ait construit la courbe caustique Fmn située dans le plan méridien PFE. Si l'on mène la droite Emq tangente à cette courbe, elle donnera la direction du rayon réfléchi reçu par l'œil; et l'image de P devra être située au point de cette ligne Emq d'où les rayons du faisceau semblent diverger. Il faut remarquer ici que parmi ces rayons les uns viennent du point de contact m, et les autres du point q situé sur l'axe, d'où devrait résulter de l'incertitude sur le lieu de l'image; mais l'expérience a prouvé que l'œil rapportait toujours cette image au point q, sur la surface caustique rectiligne.

FIG. 235.

D'après cela, pour former l'image d'un objet, il faudra con-

FIG. 236. struire, pour chacun de ses points P, P_1, P_2,.., la courbe caustique méridienne correspondante, lui mener une tangente du point E, et la prolonger jusqu'à la rencontre en q, q_1, q_2,... de l'axe PC, P_1C, P_2C,... ou de la surface caustique rectiligne. La suite de tous les points q, q_1, q_2,... formera l'image cherchée.

Anamorphoses. 465. Lorsqu'un objet est placé devant une surface courbe réfléchissante non sphérique, l'œil qui reçoit les rayons réfléchis par cette surface, aperçoit une image dont la configuration est souvent très-différente de celle de l'objet, mais que l'on peut déduire *à priori*, par des considérations géométriques, de la loi que suit la lumière réfléchie, de la forme de la surface, et de la position de l'œil. On peut aussi construire géométriquement les dessins qu'il faut figurer sur un carton, pour que, vus par réflexion au moyen d'un miroir de forme donnée, ils produisent sur un œil dont la position relative est connue des apparences déterminées. Tels sont les dessins informes et bizarres connus sous le nom d'*Anamorphoses*, qui ne représentent des figures régulières et distinctes, que lorsqu'ils sont vus par réflexion au moyen d'un miroir cylindrique ou conique. Ces applications de la loi que suit la lumière réfléchie sont trop peu importantes pour être développées dans ce Cours.

Description et usage de l'héliostate. 466. Il convient de décrire ici un instrument d'optique, dont le but est de rendre fixe un rayon solaire réfléchi. Cet instrument, qui est fort utile dans les expériences sur la lumière, porte le nom d'*Héliostate*. On sait que le soleil décrit chaque jour, relativement à la terre supposée fixe, une circonférence de cercle dont le centre est sur l'axe du monde, et qui varie de position à mesure que l'astre s'avance sur l'écliptique d'un solstice à l'autre ; cette circonférence n'est dans le plan de l'équateur qu'aux jours des équinoxes. On se propose, par l'héliostate, de faire mouvoir une surface plane réfléchissante, de telle sorte que, malgré le mouvement apparent du soleil, ceux de ses rayons, qui tombent sur le miroir, y soient réfléchis constamment suivant une même direction.

FIG. 237. Soient : SS'S'' la circonférence de cercle décrite par le soleil pendant un certain jour ; C un point de la surface de la terre, que l'on peut considérer ici comme se confondant avec le centre du globe, à cause de la petitesse de son rayon comparativement à la distance du soleil; soit aussi CB la direction constante que l'on veut donner au rayon réfléchi. Imaginons, sur cette dernière ligne, une longueur $\overline{CB}=\overline{CS}$; enfin représentons-nous la ligne SB, et la droite CA dirigée vers le milieu A de SB, laquelle partage l'angle SBC en

deux parties égales. Dans le mouvement diurne du soleil, BS décrira un cône oblique, ayant son sommet en B et pour base le cercle SS'S''. CA décrira un autre cône oblique, ayant son sommet en C, et pour base une section faite dans le premier cône, laquelle sera aussi une circonférence de cercle parallèle à l'équateur. Or supposons CA, ou plutôt son prolongement CQ, lié perpendiculairement à un miroir plan C*m*; il est évident que si ce miroir suit le mouvement de CA, il se trouvera toujours placé dans la position convenable pour réfléchir constamment les rayons solaires suivant la direction CB; car le plan de l'angle variable SBC sera constamment normal au plan réfléchissant, et les angles BCA, SCA, seront toujours égaux entre eux.

Il suit de là que le but de l'héliostate sera rempli, si l'on parvient à faire décrire à CQ le cône oblique qui vient d'être défini. A cet effet on emploie un miroir métallique circulaire, mobile autour d'un axe horizontal, et supporté par une tige verticale qui peut tourner sur elle-même. Une tige métallique, fixée normalement sur la face opposée à celle où la réflexion s'opère, se meut avec l'aiguille d'une horloge qui doit faire sa révolution complète en vingt-quatre heures. L'horloge est mobile sur deux axes, l'un vertical et l'autre horizontal; on place d'abord son cadran perpendiculairement au méridien du lieu, en le faisant tourner autour du premier axe; on le rend ensuite parallèle au plan de l'équateur, à l'aide du second mouvement de rotation. FIG. 238.

Un trou cylindrique, pratiqué sur le prolongement de l'aiguille, reçoit librement le manche d'une petite fourche dont les deux branches parallèles sont destinées à supporter l'axe d'un tube de cuivre, dans lequel passe à frottement doux la queue du miroir. Par ces dispositions, l'aiguille de l'horloge entraîne la tige du miroir, et lui fait décrire en vingt-quatre heures un cône oblique, ayant pour base une circonférence de cercle parallèle au plan de l'équateur. Mais la position relative des axes verticaux et des centres de l'horloge et du miroir n'est pas indifférente, elle dépend du jour de l'année où l'on se trouve. C'est cette relation de position qu'il s'agit de trouver actuellement.

Supposons que le rayon réfléchi, fixe et horizontal, doive être dans le plan méridien. Le centre du miroir et celui de l'horloge devront être aussi dans le même plan. Soient PCP' la direction de l'axe de la terre, et CK la position de l'aiguille à midi précis. Si le jour où l'on veut employer l'héliostate est celui de l'équinoxe du printemps ou d'automne, CK sera aussi la direction du rayon solaire FIG. 239.

à midi. Alors si l'on prend, sur l'horizontal CR, $\overline{CK'} = \overline{CK}$, le centre du miroir devra être placé en K', et sa queue suivant K'K, pour que le rayon réfléchi ait constamment la direction K'R. Il est évident, en effet, que le prolongement de KK', ou la normale au miroir, fera deux angles égaux avec un rayon solaire incident parallèle à CK, et avec l'horizontale CK'R; il en sera de même pour toutes les positions de l'aiguille et du miroir, car le triangle KCK' sera toujours isocèle, et KK', quoique changeant de longueur, fera toujours des angles égaux avec CK ou le rayon solaire, et avec CK'R ou le rayon réfléchi.

Pour un autre jour de l'année que celui de l'équinoxe, soient CK la position de l'aiguille, et SK la direction des rayons solaires à midi précis. Le point S sera au-dessus du point C, si le jour proposé est entre l'équinoxe du printemps et celui d'automne, il sera au-dessous pour le reste de l'année. L'angle CKS sera égal à la déclinaison du soleil, ou à sa distance à l'équateur comptée sur le méridien. Cet angle que nous désignerons par d, a comme on sait pour valeur maxima 23° à peu près, à l'époque d'un des solstices. D'après cela, si R est la longueur CK, on aura : $\overline{CS} = R \text{ tang. } d$. Si l'on prend sur l'horizontale SR une longueur $\overline{SK'} = \overline{SK} = \frac{R}{\cos. d}$, K' sera la position cherchée du centre du miroir, et KK' celle de sa queue. Car le prolongement de KK', ou la normale au miroir, partagera toujours en deux parties égales l'angle formé par le rayon solaire incident, parallèle à SK, et l'horizontale K'R.

FIG. 240. Pour trouver par le calcul la position du point K', par rapport au centre C de l'horloge, il faut remarquer que l'angle formé par l'axe de la terre avec l'horizon est la latitude (l) du lieu où l'on se trouve. Ainsi, la distance horizontale $\overline{CO}$ sera $\overline{CO} = \overline{CS} \cos. l = R \text{ tang. } d \cos. l$, et la différence de niveau $\overline{SO}$, sera $\overline{SO} = \overline{CS} \sin. l = R \text{ tang. } d \sin. l$. $\overline{SK'} = \frac{R}{\cos. d}$ étant connu, le calcul numérique de ces formules donnera tout ce qu'il faut connaître pour déterminer la position du point K'. Afin de placer en ce point le centre du miroir, on peut l'élever à volonté sur son axe vertical, et rapprocher ou éloigner cet axe de l'horloge, à l'aide de divers mécanismes convenablement disposés dans l'instrument; des échelles graduées servent à mesurer et à régler ces mouvements. Il est à remarquer que $\overline{SK'}$ est toujours positif, quoique la déclinaison du soleil puisse être positive ou négative, c'est-à-dire boréale ou australe; mais que $\overline{CO}$ et $\overline{SO}$ changent de signe avec la déclinaison.

FIG. 241. Supposons maintenant que l'on veuille obtenir un rayon réfléchi, fixe et horizontal, dans un azimut différent du plan méridien. L'axe

vertical CT de l'horloge, et celui K'V du miroir, peuvent glisser horizontalement dans deux mortaises, qui sont situées sur le prolongement l'une de l'autre, lorsque le rayon K'R doit être réfléchi dans le plan méridien; mais la mortaise qui appartient à l'axe du miroir peut tourner autour de la verticale SU, et entraîner avec elle tout le système du miroir, sans que SK' cesse d'être horizontal. Il arrivera seulement que, durant cette rotation, la queue K'K glissera dans le tube qui l'unit à la fourche, dont le mouvement se prêtera d'ailleurs à ce changement de direction.

Il est évident que lors d'une station quelconque de la mortaise mobile, le rayon réfléchi sera toujours fixe et horizontal pour toutes les positions de l'aiguille, quoique n'étant plus situé dans le plan méridien. On pourra donc donner à ce rayon réfléchi la position la plus convenable au lieu où l'instrument doit être employé. Il est indispensable que la rotation de la mortaise mobile se fasse autour de la verticale SU, et il faudra conséquemment faire mouvoir l'axe de l'horloge dans la mortaise fixe, soit en avant, soit en arrière, de telle manière que cette condition puisse être remplie. Une échelle horizontale règle ce mouvement, et c'est sur elle que l'on compte la longueur $\overline{CO}$ déduite du calcul précédent. FIG. 242.

Pour éviter toute erreur, il faut remarquer que, sur l'instrument, le point K est celui où l'axe géométrique autour duquel tourne le tube de cuivre, vient rencontrer l'axe du cylindre métallique qui forme la queue du miroir; et que C est la projection de ce point K, ainsi défini, sur la normale au centre du cadran. D'où il suit qu'en réalité la droite CK, considérée dans les explications qui précèdent, est à une certaine distance au-dessus de l'aiguille. Afin de faciliter les mesures et les calculs nécessaires pour régler l'héliostate, l'axe de l'aiguille est ordinairement prolongé au-dessus du cadran, et se termine par une pointe au lieu même du point C. Ce prolongement figure le style d'un cadran solaire équatorial; conséquemment l'ombre de la pointe doit toujours se projeter sur l'aiguille, et la suivre dans son mouvement, si l'horloge est bien réglée et convenablement disposée.

Nous n'avons considéré dans cette leçon que les propriétés géométriques qui se déduisent comme conséquences de la loi générale de la réflexion. La théorie physique de la lumière réfléchie comprend encore des phénomènes de coloration et de variations d'intensité, qui dépendent de certaines modifications éprouvées par les rayons lumineux près des surfaces réfléchissantes des milieux pondérables. Mais ces phénomènes ne peuvent être décrits qu'après

avoir exposé les lois suivies par la lumière lorsqu'elle pénètre d'un milieu dans un autre, ainsi que la séparation des couleurs qui s'opère dans ce passage. D'ailleurs la plupart de ces phénomènes se présentent comme des conséquences rationnelles de l'explication de la réflexion dans l'hypothèse des ondulations; il convient alors de les renvoyer après la théorie des ondes lumineuses; de cette manière on concevra plus facilement l'ensemble des effets physiques dont il s'agit, car leur cause générale, pouvant être indiquée de suite, servira de guide dans l'analyse des circonstances qui compliquent ces effets.

TRENTE-UNIÈME LEÇON.

Phénomène de la réfraction. — Lois de la réfraction simple. — Réflexion totale; mirage. — Indices de réfraction. Puissance réfractive. Pouvoir réfringent. — Mesure des indices de réfraction; minimum de déviation; mesure des angles dièdres. — Pertes de lumière par réfraction. — Foyers par réfraction. — Théorie des lentilles; foyer principal et foyers conjugués; centre optique; images aux foyers des lentilles. — Caustiques par réfraction.

---

467. Lorsque la lumière arrive à la surface d'un corps diaphane, une partie se réfléchit, mais une autre partie pénètre dans le corps, en éprouvant une déviation à laquelle on donne le nom de *réfraction*. On peut constater ce changement de direction par les expériences suivantes. Concevons qu'un observateur soit placé sur le côté d'un vase vide et à parois opaques ABMN, de manière à n'apercevoir qu'une certaine partie AP du fond de ce vase, P étant le point qui envoie à l'œil le faisceau lumineux OM, tangent au bord opaque, et qui fait le plus grand angle avec l'horizon. Si dans ces circonstances on remplit le vase d'eau, l'œil de l'observateur, toujours à la même place, aperçoit une partie de plus en plus étendue du fond; le point P semble s'élever verticalement; un autre point P′ est vu dans la direction limitée OM. Ainsi, le faisceau lumineux, qui va de P à l'œil, éprouve une déviation telle qu'il semble diverger de *p*, point plus élevé que P, et situé dans le même plan vertical que la droite OM. Cette déviation ne peut avoir lieu qu'en I, à la surface libre du liquide, puisque la lumière se propage en ligne droite tant qu'elle ne change pas de milieu. La lumière venue en I du point P situé dans l'eau, s'incline donc suivant IO à son entrée dans l'air, et cela sans sortir du même plan vertical. Pareillement, la lumière venue en M du point P′ se propage dans l'air suivant MO, direction plus inclinée à l'horizon que P′M.

Phénomène de la réfraction.

Fig. 242.

On conclut de cette expérience qu'un faisceau lumineux, sortant de l'eau pour entrer dans l'air, change de direction, et se rapproche de la surface de séparation des deux milieux, de telle manière cependant que les rayons incident et émergent soient dans le même

plan normal à cette surface. La même conclusion se déduit de cet
FIG. 243. autre fait, qu'un bâton droit CD, plongé en partie dans l'eau, paraît brisé en K à la surface du liquide : car pour l'œil placé en C, l'extrémité D paraît relevée en *d*, dans le plan vertical passant par CD; d'où il suit que I, étant le point d'intersection de la droite C*d* avec le plan de niveau MN, la lumière qui arrive en I du point D s'incline suivant IC, à son entrée dans l'air.

Lois de la réfraction.

468. Lorsqu'au contraire la lumière tombe obliquement sur la surface de l'eau, elle s'éloigne de cette surface ou se rapproche de la normale, en se propageant dans le liquide. Pour s'en convaincre on peut se servir d'un appareil imaginé par Descartes, qui se compose d'un vase hémisphérique en verre ACB, rempli d'eau jusqu'au
FIG. 244. plan horizontal AOB, et d'un limbe vertical gradué ACBD. O étant le centre commun de la surface du vase et du limbe, on fait tomber obliquement en ce point, qui appartient aussi à la surface libre du liquide, un rayon solaire LO dans le plan ACBD; on mesure l'angle LOD que ce rayon incident fait avec la verticale DOC. On cherche ensuite le point R, où le rayon lumineux, après avoir traversé le liquide, émerge de nouveau dans l'air, par la paroi diaphane et peu épaisse du vase. Or, toujours ce point se trouve dans le plan ACBD, et l'angle ROC, que la graduation du limbe permet d'évaluer, est plus petit que LOD. En faisant varier l'angle d'incidence LOD, Descartes a constaté le premier que *l'angle de réfraction* ROC variait aussi, mais de telle manière que son sinus restait dans un rapport constant avec le sinus de l'angle d'incidence. Ce rapport, auquel on donne le nom d'*indice de réfraction*, est d'environ $\frac{4}{3}$ lorsque la lumière passe de l'air dans l'eau, c'est-à-dire, que l'on a, à très-peu près : sin. DOL : sin. ROC :: 4 : 3.

C'est par le procédé expérimental qui vient d'être décrit, que Descartes a découvert les lois générales de la réfraction, dont voici l'énoncé : 1°. Le plan qui contient le rayon incident et le rayon réfracté passe par la normale à la surface de séparation des deux milieux, au point de concours de ces deux rayons. 2°. Le rapport des sinus des angles que ces rayons font avec la normale reste constant pour les mêmes milieux, quand l'incidence varie. 3°. Enfin si la lumière rebroussait chemin, elle suivrait les mêmes directions dans un ordre inverse; c'est-à-dire que si elle s'approchait de la surface en suivant la direction du premier rayon réfracté, elle parcourrait en s'éloignant la direction du premier rayon incident. Des deux milieux, celui-là est dit le plus réfringent, dans lequel le rayon lumineux s'approche le plus de la normale. Une conséquence

immédiate des lois précédentes, qu'il est facile de vérifier par l'expérience, c'est que si le rayon incident est normal à la surface, le rayon réfracté suit la même direction.

469. Lorsqu'au lieu d'eau on emploie un autre liquide dans l'expérience de Descartes, on retrouve les mêmes lois ; la valeur constante de l'indice de réfraction est seule différente. Ces lois ont encore lieu généralement, lorsque la lumière pénètre dans un milieu solide diaphane tel que le verre ; c'est ce qu'on peut vérifier par le procédé suivant. On se procure un prisme triangulaire de la substance solide et diaphane qu'il s'agit d'étudier. BAC étant un plan perpendiculaire aux arêtes du prisme, on dirige un faisceau lumineux normalement à la surface AB. Ce faisceau pénètre en grande partie dans le corps diaphane, sans éprouver de déviation ; mais lorsque la lumière atteint la surface AC, suivant un angle d'incidence égal à l'angle A du prisme, il y a réfraction ; et le rayon réfracté IO s'éloigne de la normale sans sortir du plan ABC. Si le rayon incident PI est parti d'un objet éloigné, un œil placé en O, et qui aperçoit cet objet par réfraction suivant I'O, peut le voir en outre directement dans la direction P'O, parallèle à PI. L'angle P'OI' = D est l'excès de l'angle de réfraction sur celui d'incidence, en I' ; il peut être mesuré directement au moyen d'un cercle répétiteur, et l'angle A du prisme étant connu, le rapport sin. (A + D) : sin. A, doit donner l'indice de réfraction lorsque la lumière passe de l'air dans le prisme. Or, si l'on répète la même opération sur plusieurs prismes d'angles différents, mais de la même matière, on trouve pour tous ces prismes une même valeur de l'indice de réfraction. Les lois de la réfraction simple, trouvées par Descartes, ont donc lieu lorsque la lumière pénètre dans un milieu solide diaphane tel que le verre.

Vérification des lois de la réfraction.

Fig. 245.

470. Lorsque, dans l'expérience précédente, on se sert de la lumière du soleil, on remarque que le faisceau, blanc lors de l'incidence, se trouve composé, à sa sortie du prisme, de rayons qui divergent un peu dans le plan normal, et qui sont de couleurs différentes ; les plus réfractés sont violets ; ceux qui s'éloignent le moins de la normale sont rouges ; au milieu du faisceau sont des rayons verts. Ce phénomène, appelé dispersion de la lumière, se rapporte à une classe de faits qui fera l'objet de la leçon suivante. Pour déduire les conséquences mathématiques de la réfraction, nous supposerons que le rayon incident est homogène ou d'une seule couleur, ce qui annulera toute dispersion ; ou s'il est blanc, nous rapporterons les coefficients, et les expressions dont nous nous ser-

Restrictions.

virons, aux rayons verts ou jaunes qui occupent le milieu du faisceau dispersé.

Parmi les substances solides, diaphanes et régulièrement cristallisées, que la minéralogie a fait connaître, il en existe un grand nombre dans lesquelles un rayon lumineux, tombant sur leur surface, donne naissance à deux rayons réfractés, l'un qui suit la loi de Descartes, et l'autre une loi plus compliquée. D'autres cristaux naturels donnent aussi deux rayons réfractés, mais dont aucun ne suit la loi de la réfraction ordinaire. Ces phénomènes de double réfraction se rapportent encore à une autre classe de faits que nous étudierons plus loin. Nous ne considérerons d'abord que la réfraction simple, qui s'opère dans tous les milieux homogènes gazeux et liquides, et dans les substances solides diaphanes, soit artificielles, soit naturelles lorsqu'elles ne sont pas cristallisées, ou que l'étant, leur forme primitive est un polyèdre régulier.

Réflexion totale.

471. D'après les lois et les expériences citées, l représentant le rapport constant du sinus de l'angle d'incidence i, au sinus de l'angle de réfraction r, lorsque la lumière passe d'un milieu M, dans un autre milieu M' plus réfringent, on a l'équation fondamentale : sin. $i = l$ sin. r, et l est plus grand que l'unité. Si la lumière se réfracte au contraire de M' dans le milieu M moins réfringent, on aura sin. $i = \frac{1}{l}$ sin. r. Dans ce dernier cas, l'angle de réfraction, toujours plus grand que celui d'incidence, doit être droit lorsque l'angle i a pour sinus $\frac{1}{l}$ et quand l'angle d'incidence surpasse cette limite, la réfraction doit devenir impossible, puisqu'en supposant générale la dernière des formules qui précèdent, la valeur de sin. r deviendrait alors plus grande que l'unité. D'après cela, si la loi découverte par Descartes est exacte et rigoureuse, aucune portion de la lumière venant de M', qui se présentera sous ces grandes incidences à la surface de séparation des deux milieux, ne pourra pénétrer dans le milieu moins réfringent M; et il ne devra conséquemment y avoir que la lumière réfléchie à cette surface.

FIG. 246.

Lorsque le milieu M est l'air, l'angle d'incidence, donné par la limite sin. $i = \frac{1}{l}$, est de 48°35′ pour l'eau, et de 40° ½ environ pour le verre. Ainsi, supposons que la boule d'un matras, contenant un corps en ignition, soit plongée dans une cuve à eau recouverte en partie, de telle manière qu'aucun rayon lumineux parti du corps incandescent, et traversant l'eau, ne puisse tomber sur la partie découverte de la surface du liquide en faisant avec la verticale un angle moindre que 48° 35′; dans ces circonstances, un œil placé dans l'air ne devra pas apercevoir le corps lumineux à travers l'eau; c'est en

effet ce que l'expérience confirme. Il suit encore des nombres précédents, que si l'on avait un cylindre droit de verre, coupé par une face oblique faisant avec son axe un angle égal à 49° ½, ou plus petit, un œil placé derrière cette face oblique, ne pourrait recevoir aucun rayon de lumière qui eût traversé le cylindre diaphane dans la direction de son axe. Cette conséquence est encore vérifiée par l'expérience.

472. Le fait de la réflexion totale, sous certaines incidences, explique toutes les variétés du phénomène connu sous le nom de *mirage*. Lorsque deux masses d'air, de températures et conséquemment de densités différentes, sont séparées par une surface assez nettement déterminée, ce qui ne peut arriver que dans des moments de calme, les rayons de lumière qui venant de la couche la plus dense tomberont sous un angle très-petit, sur cette surface de séparation, pourront s'y réfléchir totalement, et produire des images par réflexion. C'est là le mirage. Mirage.

En réalité, les deux masses d'air ne doivent pas être séparées par une surface mathématique, où le changement de densité ait lieu brusquement. Une suite de couches qui se succèdent dans une étendue plus ou moins grande de leur normale commune, et dont la densité augmente d'une manière continue de la masse d'air plus échauffée à celle qui l'est moins, doit former un milieu hétérogène qui sert de passage de l'une à l'autre de ces deux masses. Cette circonstance favorise le mirage; en effet, lorsqu'un rayon lumineux, venant du milieu le plus dense, et faisant avec la normale un angle très-voisin de 90°, pénètre dans les couches hétérogènes, il éprouve, en passant d'une couche à celle qui la suit et dont la densité est moindre, une petite déviation qui l'éloigne encore de la normale. Ce rayon lumineux forme donc une courbe convexe vers le milieu le moins dense. Si son inclinaison primitive sur les plans de séparation est assez petite, ou si le lieu des couches hétérogènes est assez étendu, pour que la tangente à la courbe formée puisse devenir parallèle à leur direction commune, avant que le rayon lumineux ait pénétré dans la masse d'air la plus échauffée, il se réfléchira totalement et rentrera dans le milieu le plus dense après avoir formé une autre portion de courbe égale à la première. Fig. 247.

Si la masse d'air la plus échauffée et la moins dense touche le sol, comme cela a lieu souvent dans les plaines de sable de la Basse-Égypte, la surface de la terre vers l'horizon ressemblera à un lac tranquille, et réfléchira les images renversées des objets éloignés. Si la couche la plus échauffée est supérieure à la plus dense, comme

cela se présente quelquefois en pleine mer, on verra les vaisseaux qui voguent vers l'horizon répétés par des images renversées, et placées au-dessus d'eux. Enfin si les masses d'air de densités différentes sont au même niveau, et séparées par des plans verticaux, les objets sembleront doubles, et leurs images seront droites. Cette dernière variété du mirage a quelquefois lieu sur les côtes maritimes, l'air situé au-dessus de la terre et celui supérieur à l'eau pouvant conserver des températures et par suite des densités différentes, lorsque le calme de l'atmosphère retarde leur mélange.

Conséquences théoriques.

473. Il résulte des vérifications qui précèdent, que la formule sin. $i = l$ sin. r représente complétement la réfraction simple, ou qu'elle exprime la véritable loi de ce phénomène. La théorie des ondes lumineuses rend compte, comme nous le verrons plus tard, de toutes les circonstances de la réfraction, ainsi que du partage de la lumière qui se présente à la surface de séparation de deux milieux, en partie réfléchie, et en partie réfractée. Elle démontre que l'indice de réfraction est égal au rapport direct des vitesses avec lesquelles la lumière se propage dans les deux milieux, et qui ne dépendent que de la nature et de l'état de ces corps. D'où il suit que la lumière doit se propager moins vite dans les milieux les plus réfringents, et plus vite dans le vide que dans tous les corps diaphanes. Cette conséquence est vérifiée par des faits que nous citerons par la suite.

Au moyen de la théorie de l'émission, Newton était parvenu à expliquer assez complétement le fait de la réfraction, considéré isolément, en admettant que les particules des corps diaphanes exercent des actions attractives sur les molécules lumineuses (§ 457). Mais il résultait de cette explication que l'indice de la réfraction devait être égal au rapport *inverse* des vitesses de la lumière dans les milieux entre lesquels elle s'opérait; d'où l'on concluait que la lumière marchait plus vite dans les milieux plus réfringents, et plus lentement dans le vide. Or, cette conclusion est directement opposée à celle que l'on doit déduire aujourd'hui de plusieurs faits irrécusables. Cette contradiction est un des motifs qui ont le plus contribué à faire abandonner l'ancienne théorie de l'émission, que le grand nom de Newton, son inventeur, avait laissé subsister longtemps au delà du terme que lui assignaient les progrès de la science.

Réfractions successives.

474. D'après l'égalité démontrée par la théorie des ondes, si $V, V', V''..., V^{(n)}$, représentent les vitesses de propagation de la lumière dans plusieurs milieux successifs $M, M'..., M^{(n)}$; que l' soit

l'indice de la réfraction de M dans M', l'' celui de M' à M''..., $l^{(n)}$ de $M^{(n-1)}$ à $M^{(n)}$; enfin L l'indice de réfraction dans le cas où la lumière passerait directement du premier milieu M au dernier $M^{(n)}$; on aura identiquement $l'=\frac{V}{V'}$, $l''=\frac{V'}{V''}$..., $l^{(n)}=\frac{V^{(n-1)}}{V^{(n)}}$,..., $L=\frac{V'}{V^{(n)}}$; et par suite $L=l'\,l''...\,l^{(n)}$. Si les surfaces de séparation des milieux considérés sont toutes parallèles, et si i, i', i''..., $i^{(n)}$, représentent les angles que les différentes parties d'un même rayon lumineux, comprises dans ces milieux, font avec la normale commune à ces surfaces, on aura $l'=\frac{\sin. i}{\sin. i'}$, $l''=\frac{\sin. i'}{\sin. i''}$..., $l^{(n)}=\frac{\sin. i^{(n-1)}}{\sin. i^{(n)}}$, et par suite $L=l'\,l''...\,l^{(n)}=\frac{\sin. i}{\sin. i^{(n)}}$. C'est-à-dire que la lumière suivra, dans le dernier milieu $M^{(n)}$, une direction parallèle à celle qu'elle eût suivie si elle avait été réfractée directement de M dans $M^{(n)}$, avec son incidence primitive. Ces conséquences, que l'expérience vérifie, sont utilisées dans l'évaluation des réfractions astronomiques.

475. Il suit évidemment de ce qui précède, que la marche de la lumière, à travers plusieurs corps diaphanes successifs, pourra être assignée à priori, quand on connaîtra les indices correspondants à toutes les réfractions qu'elle subit. Il importe donc d'indiquer un moyen expérimental qui puisse conduire à la connaissance de leurs valeurs. Or, ces indices se concluraient facilement de ceux appartenant au passage de la lumière, du vide dans chacun de ces corps (§ 474). Il nous suffira donc d'indiquer les procédés que l'on peut employer pour déterminer, par l'expérience, la valeur numérique de l'indice de réfraction correspondant au passage de la lumière du vide dans un milieu donné. Cet indice est un coefficient spécifique qui peut servir à caractériser la nature et l'état d'un corps diaphane, et qui est indépendant de tout milieu voisin; par cette raison on peut lui donner le nom *d'indice principal.* Indice principal.

476. Si u et v représentent les vitesses de propagation de la lumière dans le vide et le corps diaphane considéré, on aura d'après la théorie adoptée pour l'indice, $l=\frac{u}{v}$. Or, en imaginant qu'un mobile suivît la route où se propage la lumière en passant par les mêmes variations de vitesse, il éprouverait au passage du vide dans le milieu une perte de force vive, qui serait à celle qu'il conserverait dans le rapport de (u^2-v^2) à v^2, ou de (l^2-1) à l'unité; c'est ce rapport (l^2-1) que nous désignerons sous le nom de *puissance réfractive.* Sa valeur numérique ne dépendra que de l'indice principal l, qu'il suffira de déterminer pour que cette valeur soit con- Puissance réfractive.

nue. La puissance réfractive, ainsi définie, servira de mesure au degré d'influence que le corps diaphane peut exercer sur la lumière qui le traverse; elle sera d'autant plus grande que l'indice principal différera plus de l'unité. Elle serait égale à zéro si la valeur de l'indice atteignait cette limite; c'est-à-dire s'il pouvait exister un milieu pondérable qui ne fît éprouver aucune déviation à la lumière venant du vide, et dont l'influence serait conséquemment nulle.

Pouvoir réfringent.

477. Dans la théorie de l'émission, on démontrait que la puissance réfractive devait être proportionnelle à la densité δ du corps diaphane, en sorte qu'en divisant sa valeur $(l^2 - 1)$ par cette densité, le rapport $\frac{l^2-1}{\delta}$, auquel on donnait le nom de ***pouvoir réfringent***, devait avoir une valeur indépendante de l'état du milieu, et dépendant uniquement de sa nature. D'où il suivait, par exemple, qu'un liquide et sa vapeur devaient offrir le même pouvoir réfringent; ce que des expériences directes entreprises par MM. Arago et Petit, ont démontré ne pas être. Pour ne pas trop modifier les expressions reçues, nous conserverons cette dénomination de pouvoir réfringent; sa mesure se réduit d'ailleurs à celle de l'indice principal.

Mesure des indices de réfraction.

478. Le peu de réfringence des gaz permet de substituer, à l'indice de la réfraction que subit la lumière lorsqu'elle passe du vide dans un milieu solide ou liquide, celui de la réfraction qui a lieu lors de son passage de l'air dans ce même milieu. On pourrait déterminer ce dernier, lorsqu'il s'agit d'un corp solide, par le procédé que nous avons indiqué pour vérifier la loi de Descartes (§ 469). Mais Newton a proposé un moyen susceptible d'une plus grande exactitude; il est fondé sur ce fait, que la déviation éprouvée par un rayon lumineux, en traversant un prisme, atteint une grandeur minima, lorsqu'on fait tourner ce prisme toujours dans le même sens.

Minimum de la déviation produite par un prisme.

Fig. 248.

479. Soient : BCA $=$ A l'angle du prisme; l l'indice de réfraction de sa substance supposé connu; LII'L' le rayon lumineux doublement réfracté; y et x les angles d'incidence et de réfraction à l'entrée, x' et y' ceux à la sortie du prisme, ODL' $=$ D l'angle de déviation; enfin A' le point de rencontre des deux normales en I et I'. On aura évidemment (1) $\sin. y = l \sin x$; $\sin. y' = l \sin. x'$; $x + x' = A$; $D = y - x + y' - x'$ ou $y + y' = D + A$. D'après ces relations, lorsque la déviation D est une extrême grandeur, on a $dy + dy' = 0$; on a toujours d'ailleurs $dx + dx' = 0$; $\cos. y\, dy = l \cos. x\, dx$; $\cos. y'\, dy' = l \cos. x'\, dx'$. L'élimination des différentielles

entre ces équations donne cos. y cos. $x' =$ cos. y' cos. x, et d'après les formules (1) :

$$(2)\ \frac{\cos. x}{\sqrt{1-l^2 \sin.^2 x}} = \frac{\cos. x'}{\sqrt{1-l^2 \sin.^2 x'}}.$$

Cette équation (2) ne conduit qu'à une seule valeur de x moindre que 90° en fonction de x', et qui est $x = x'$. Or, l'expérience prouve que la déviation atteint un minimum, lorsque l'angle x varie de 0° à 90°; on a donc, lors de ce minimum, $x = x'$, et par suite $y = y'$. D'où l'on conclut qu'alors $x = \frac{A}{2}$, $y = \frac{D+A}{2}$, et enfin $l = \sin. \frac{D+A}{2} :$ $\sin. \frac{A}{2}$. Ainsi l'indice de réfraction l sera donné par cette dernière formule, si l'on parvient à mesurer l'angle minimum de déviation, et l'angle dièdre du prisme.

On détermine facilement l'angle D de la déviation minima, par un procédé semblable à celui qui sert à vérifier les lois de la réfraction sur les substances solides diaphanes (§ 469). On fait tourner le prisme autour de son axe, jusqu'à ce que l'objet éloigné vu par réfraction, après s'être rapproché de sa position réelle, semble rester stationnaire. Le prisme étant alors en repos, on mesure, au moyen du cercle répétiteur, l'angle formé par le rayon direct et le rayon émergent; cet angle est la déviation minima D. Quant à l'angle A du prisme, on peut employer plusieurs moyens pour l'évaluer.

480. 1° Le prisme étant assujetti verticalement sur un support convenable, on place successivement un cercle répétiteur en P, Q, R, en ayant soin que son limbe soit toujours horizontal. A la première station, on vise directement un objet éloigné O, ensuite son image réfléchie en p sur la surface AB, et l'on mesure ainsi l'angle $OPp = \alpha$. A la seconde station, on vise un autre objet éloigné O', ensuite son image réfléchie en q sur la surface AC, et l'on mesure ainsi l'angle $O'Qq = \beta$. Enfin le centre de l'instrument étant placé en R, et la lunette successivement dirigée vers O et O', on obtient l'angle $ORO' = \gamma$. Ces trois angles étant connus, on a évidemment $A = \gamma - \frac{\alpha+\beta}{2}$.

Mesure des angles dièdres. FIG. 249.

2° On peut faire usage du goniomètre que Wollaston a imaginé, pour mesurer les angles des cristaux naturels. Cet instrument consiste dans un cercle gradué, mobile autour d'un axe horizontal creux, dans lequel passe à frottement dur un second axe plein ; sur le prolongement de ce dernier se trouvent plusieurs pièces à char- FIG. 250.

nières, destinées à maintenir le cristal ou le prisme dont il faut déterminer l'angle. L'appareil doit être placé en face d'un bâtiment présentant deux lignes horizontales bien distinctes, situées l'une au-dessus de l'autre ; on tâtonne en faisant varier la position des pièces métalliques qui supportent le cristal, pour le placer de manière que chacune des deux faces de l'angle dièdre à mesurer puisse être amenée, par le mouvement du petit axe, dans une telle position que l'œil voie l'une des lignes horizontales de l'édifice, réfléchie par cette face, sur la seconde ligne vue directement. Il est alors certain que l'arète commune des deux faces est horizontale ; cette condition étant remplie, l'instrument est réglé, et l'on peut procéder à la mesure de l'angle dièdre.

A cet effet, on place le zéro du limbe au-dessous d'un point d'arrêt fixe. On tourne le petit axe et le cristal pour amener au devant de l'œil, qui doit conserver la même position pendant toute la durée de l'expérience, l'image d'une des lignes de l'édifice, formée par réflexion à la première face du cristal, sur le prolongement de l'autre ligne vue directement. On tourne ensuite le limbe, et avec lui les deux axes, jusqu'à ce que la même coïncidence ait lieu pour la seconde face. Lors de ce dernier mouvement, le zéro du limbe a décrit un certain arc, qu'un vernier placé au point d'arrêt permet d'évaluer avec exactitude. Or cet arc mesure le supplément de l'angle dièdre cherché ; car lorsque le cristal ou le prisme passe d'une position à l'autre, la normale à la seconde face vient prendre nécessairement la place qu'occupait la normale à la première, et c'est l'angle de ces deux normales que l'on mesure sur le limbe.

3°. Enfin on peut se servir du goniomètre de Charles. Le prisme
FIG. 251. est fixé verticalement au centre d'un limbe horizontal, gradué et mobile. Un point d'arrêt, muni d'un vernier, sert aussi à mesurer l'étendue des mouvements du limbe. Une seule ligne verticale éloignée sert de mire. On fait tourner le limbe, et avec lui le prisme, jusqu'à ce que les images de cette mire, réfléchies par les deux faces de l'angle dièdre à mesurer, coïncident successivement avec le fil vertical d'une lunette fixe. La différence des arcs, marqués sur le limbe par le point d'arrêt, donne encore le supplément de l'angle du prisme.

Mesure des indices de réfraction des liquides.

481. Pour mesurer le pouvoir réfringent des liquides, on les verse dans des prismes creux, et l'on opère comme sur un prisme solide plein. Les deux lames de verre qui composent ces prismes doivent être, autant que possible, parallèles, afin que la déviation ne soit due qu'au prisme liquide. Mais cette condition étant difficile à obte-

nir, il faut, ou faire en sorte que les deux parois occasionnent des déviations contraires qui se compensent, ou évaluer l'erreur totale et corriger le résultat. Pour qu'il y ait compensation, on se procure une lame de verre à glace rectangulaire, dont les deux faces soient parfaitement aplanies; après l'avoir coupée au diamant en deux parties égales, on forme avec ses moitiés, disposées inversement, les deux faces du prisme creux; de cette manière l'erreur de déviation causée par une des parois se trouve détruite par l'autre. Pour corriger la déviation obtenue avec un prisme creux non compensé et rempli de liquide, on retranche ou on ajoute la petite déviation occasionnée lorsqu'il est vide, suivant qu'elle a lieu dans le même sens ou dans un sens opposé; la différence ou la somme trouvée donne la déviation due au prisme liquide seul.

Pouvoirs réfringents des gaz.

482. Pour les gaz, on se sert encore d'un prisme creux, mais d'un angle très-grand, afin d'augmenter un peu les déviations, qui sont toujours très-petites à cause de la faible réfringence des fluides élastiques. On ne peut plus négliger la puissance réfractive de l'air, ce qui exige deux observations. Soient l, l', l'', les indices de réfraction lors du passage de la lumière du vide dans l'air, de l'air dans un gaz, et enfin du vide dans le même gaz; on aura (§ 474) la relation $l''=ll'$. On fait d'abord le vide dans le prisme, et l'observation de la déviation donne $\frac{1}{l}$, par suite l; on introduit ensuite le gaz dans le prisme, et une nouvelle observation donne l'; la formule $l''=ll'$ donne enfin l''. C'est par ce procédé que MM. Biot et Arago ont étudié le pouvoir réfringent des gaz. Ils ont constaté que *la puissance réfractive d'un* même *gaz*, sous diverses pressions, *varie proportionnellement à sa densité.*

En se fondant sur ce résultat, M. Dulong a imaginé un moyen plus simple et plus exact. Il consiste à diminuer ou à augmenter la densité du gaz que l'on soumet à l'expérience dans le prisme creux, jusqu'à ce que la déviation soit la même que celle qui a lieu quand le prisme contient de l'air à une pression déterminée. On conçoit qu'alors le non-parallélisme des faces des lames solides qui limitent le prisme n'exige aucune correction dans le résultat. Il suit de la loi trouvée par MM. Biot et Arago que si l représente l'indice principal relatif à un gaz, et δ la densité de ce fluide, ces deux quantités varient ensemble, mais de telle manière que le rapport $(l-1):\delta$ reste constant. Soit α ce rapport; lorsqu'il sera déterminé pour un état particulier du gaz, l'équation $l-1=\alpha\delta$ servira à calculer l'indice principal correspondant à toute autre valeur de la densité. Pour un autre gaz on aurait une formule semblable

$l'^2 - 1 = \alpha'\delta'$. Or si ces deux gaz donnent la même déviation dans un même prisme creux, lorsqu'ils ont deux densités différentes δ et δ', leur indice de réfraction sera le même, et l'on aura $\alpha\delta = \alpha'\delta'$, d'où $\alpha' = \alpha\frac{\delta}{\delta'}$. Le procédé de M. Dulong sert donc à déterminer le coefficient α' relatif à un gaz donné, lorsqu'on connaît la valeur α de ce même coefficient pour l'air.

FIG. 252. Voici la description de l'appareil. Le prisme creux P, composé d'un cylindre coupé par deux bases obliques recouvertes de lames de verre, communique par le bas avec un fort tube T d'un mètre de long, au moyen d'un tube *t*. Deux autres tubulures, *u* et *v*, sont ménagées dans le fond supérieur de T; l'une communique avec une machine pneumatique, l'autre avec un gazomètre. Vers le bas se trouve l'orifice O d'un tube de verre T', qui se redresse verticalement, communique avec l'atmosphère, et sert à introduire du mercure dans l'appareil, pour y comprimer le gaz qu'il contient. Quand il faut le dilater, on ouvre le robinet R par lequel s'écoule du mercure.

Pour se servir de l'instrument, on remplit le cylindre T de mercure par le tube T', en débouchant l'ouverture S afin de donner issue à l'air; on fait le vide par le tube *uu'* pour introduire ensuite le gaz par le conduit *vv'*; enfin on comprime ou on dilate ce gaz, par l'addition ou la suppression d'une portion de mercure, jusqu'à ce que la déviation observée à travers le prisme atteigne une grandeur voulue. Deux opérations semblables sont nécessaires : par l'une on introduit dans le prisme de l'air privé de vapeur, par la seconde le gaz à étudier parfaitement desséché. Les densités de l'air sec et du gaz, auxquelles correspond une même déviation, sont facilement déduites des pressions indiquées par l'instrument. La distance verticale des niveaux du mercure dans les deux tubes T et T', ajoutée à la hauteur barométrique, ou, retranchée de cette même hauteur, fait connaître à chaque instant la pression du gaz intérieur.

Afin de pouvoir essayer un gaz qui attaquerait le mercure, le tube *t* est composé de plusieurs pièces réunies par un lut fusible. En chauffant les jointures, on peut détacher de l'appareil tout le système inférieur, et introduire le gaz à la pression de l'atmosphère par le reste du tube *t*. Après avoir observé la déviation, on chasse le gaz par l'ouverture S, au moyen d'un courant d'air ou d'hydrogène. L'appareil est ensuite remonté, et l'on introduit un autre gaz, dont le pouvoir réfringent soit connu, que l'on comprime ou dilate, jusqu'à ce qu'il donne la même déviation que le premier.

483. Les divers procédés qui viennent d'être décrits, quelque précaution que l'on prenne pour éviter les erreurs, ne sauraient cependant conduire à une valeur fixe de l'indice de réfraction d'une même substance, à cause de l'incertitude qui naît de la dispersion. Ce phénomène indique que pour chaque corps diaphane l'indice de réfraction change avec la couleur de la lumière; en sorte que pour obtenir des résultats constants, il faudrait mesurer les indices correspondants à une couleur déterminée. Mais, dans le faisceau dispersé, les rayons diversement colorés, quoique se succédant toujours dans le même ordre, ont des clartés et occupent des étendues dont le rapport varie avec la substance du prisme qui produit la déviation. Il est en outre impossible d'assigner la ligne de passage d'une couleur à la suivante. Une découverte dont nous parlerons en décrivant la dispersion, a complétement levé ces difficultés, et l'on obtient aujourd'hui des indices de réfraction exacts et comparables. Incertitude dans la mesure des indices.

484. Lorsque la lumière se propage dans les milieux pondérables, son intensité diminue, une portion est éteinte ou absorbée. Ces pertes diffèrent beaucoup d'un milieu à l'autre; ainsi un morceau de verre à glace ayant trois pouces d'épaisseur, affaiblit d'environ moitié la lumière qui le traverse normalement à ses faces; tandis que le trajet de dix pieds d'eau de mer en absorbe au plus les deux cinquièmes. Dans l'air la lumière perd à peu près un tiers de son intensité sur une longueur de 1500 mètres; cette perte varie d'ailleurs d'un lieu à un autre; elle change aussi dans le même lieu avec l'état de l'atmosphère, car étant due en partie à des réflexions partielles sur des couches gazeuses de densités différentes, ou sur de la vapeur vésiculaire, elle doit diminuer avec la pureté et la tranquillité de l'atmosphère. L'affaiblissement rapide de la lumière solaire, lorsque le soleil s'abaisse vers l'horizon, même quand le ciel est serein, paraît indiquer que l'air éteint une portion de cette lumière par une sorte d'absorption. Pertes de lumière par réfraction.

Plusieurs causes réunies concourent à diminuer la lumière qui traverse un milieu diaphane solide, tel que le verre : la réflexion à l'entrée, l'absorption du milieu, et la réflexion à la sortie. D'après Bouguer, si le morceau de verre est à faces parallèles, et de l'épaisseur des glaces ordinaires, si de plus la lumière y pénètre presque normalement, les trois causes réunies affaiblissent la lumière émergente d'un dixième environ de la lumière incidente. La réflexion extérieure occasionne une perte de $\frac{1}{36}$, celle qui s'opère à l'intérieur donne une diminution plus forte, elle est de $\frac{1}{28}$ environ de la lu-

mière qui atteint la seconde surface. Quoique ces nombres soient sans doute peu exacts, ils suffisent pour faire concevoir l'avantage des instruments d'optique qui forment des images par réfraction, comparativement à ceux où les images sont produites par réflexion.

Lorsque la lumière tombe sur la seconde surface d'un morceau de verre, sous un angle d'incidence plus grand que celui où la réfraction totale commence, et qui est de 41° ½, une portion est éteinte et disparaît; mais celle qui se réfléchit intérieurement est encore très-intense, et comparable à celle que réfléchissent les miroirs métalliques les plus polis. Cette propriété est souvent utilisée pour faire dévier d'un angle droit la direction d'un faisceau lumineux. On se sert à cet effet d'un prisme de verre ayant pour base un triangle rectangle isocèle, dont on place une des petites faces à peu près perpendiculairement au faisceau incident; la réflexion s'opère intérieurement sur l'hypothénuse, sous un angle de 45°, et le faisceau réfléchi émerge du prisme normalement à la troisième face.

Foyers par réfraction.

485. Les lois de la réfraction simple, et la valeur numérique de l'indice de réfraction d'une substance diaphane, permettent de calculer les apparences que doit présenter la lumière qui traverse cette substance, lorsque l'on connaît la position et la forme du corps éclairant ainsi que les surfaces qui limitent le lieu réfringent. Il importe de considérer particulièrement la marche de la lumière à travers les verres de forme lenticulaire; cette étude préliminaire est indispensable pour concevoir les effets produits par les instruments d'optique.

Lorsque la surface de séparation de deux corps diaphanes est sphérique, les rayons de lumière peu inclinés entre eux, qui sont partis d'un même point situé dans un de ces milieux, concourent après leur réfraction, à peu près en un même point du second. Soient : P le point de départ des rayons; C le centre de la surface de séparation, convexe vers B; A le point où CP rencontre cette surface; AM son intersection par un plan méridien mené suivant CP; PM un rayon lumineux incident très-voisin de PC; MP′ le rayon réfracté dans le second milieu que nous supposerons le plus réfringent; l l'indice de cette réfraction; r, p, p' les distances AC, AP, AP′; K l'arc AM; I et R les angles d'incidence et de réfraction; enfin P, C, P′ les angles sous lesquels l'arc AM est vu des points désignés par les mêmes lettres. On aura $P=I-C$, $P'=C-R$, $\sin. I=l \sin. R$, et à cause de la petitesse des angles I et R, $I=lR$; d'où $P=I-C$, $lP'=lC-I$, d'où enfin $P+lP'=(l-1)C$. Mais on

FIG. 254.

peut regarder l'arc AM comme une ligne droite perpendiculaire à PC, et substituer aux angles P, P' et C leurs tangentes $\frac{K}{p}$, $\frac{K}{p'}$, $\frac{K}{r}$; on a donc $\frac{1}{p}+\frac{l}{p'}=\frac{l-1}{r}$,... ou $p'=\frac{lrp}{p(l-1)-r}$.

Voici les principales conséquences de cette formule : La valeur de p' étant indépendante de K ou de l'arc AM, tous les rayons partis de P passeront par P', pourvu toutefois qu'ils soient peu inclinés sur PC; réciproquement les rayons partis de P' concourraient après leur réfraction en P. On appelle P et P' deux foyers conjugués par réfraction ; si les rayons incidents étaient parallèles, p serait infini et l'on aurait : $p'=\frac{lr}{l-1}$; le point P' serait alors un foyer principal. Si p est fini et plus grand que $\frac{r}{l-1}$, p' est positif, le foyer conjugné P' est dit *réel*, et situé dans le second milieu. Lorsque $p=\frac{r}{l-1}$, p' est infini, les rayons réfractés sont parallèles; si dans ce cas la lumière, suivant une marche inverse, venait en faisceau de rayons parallèles du milieu le plus réfringent dans l'autre, le point P à la distance $p=\frac{r}{l-1}$ serait le foyer principal. Lorsqu'on a $p<\frac{r}{l-1}$, p' est négatif, les rayons réfractés sont alors divergents, et semblent partis d'un point P', situé du même côté que P; dans ce cas le foyer P' est dit *virtuel*. Si la concavité de la surface de séparation était tournée vers le milieu le moins réfringent ou vers P, il faudrait changer le signe de r dans les formules précédentes, et p' serait toujours négatif, quel que fût p; c'est-à-dire qu'alors le foyer P' serait toujours virtuel. Fig. 255.

486. Lorsqu'un milieu diaphane est terminé par deux portions de surfaces sphériques, il forme ce qu'on appelle une lentille. La lentille est biconvexe ou biconcave, suivant que ses deux surfaces tournent l'une vers l'autre leurs concavités ou leurs convexités; son axe est la droite qui joint les centres des deux surfaces. Soient : LL' une lentille biconvexe; P un point situé sur l'axe d'où partent des rayons peu inclinés; PM un de ces rayons incidents; MNP'' le rayon réfracté dans la lentille; NP' le rayon émergent; A le milieu du verre biconvexe; C et C' les centres de ses deux surfaces; r et r' leurs rayons; l l'indice de la première réfraction; enfin p, p', p'' les distances AP, AP', AP''. On suppose que la lentille ait une épaisseur négligeable par rapport aux lignes r, r', p, p', p'', ou que l'arc LL' soit d'un petit nombre de degrés pour les deux surfaces. P et P'' seront deux foyers conjugués par rapport à la surface de rayon r, le foyer P'' étant réel, on aura $\frac{1}{p}+\frac{l}{p''}=\frac{l-1}{r}$. P' et P'' pourront être regardés comme deux foyers conjugués par rapport à la 2e surface de rayon r', en supposant que la lumière

Théorie des lentilles.

Fig. 256.

partît de P' ; le foyer P'' étant alors virtuel, on aura $\frac{1}{p'} - \frac{l}{p''} = \frac{l-1}{r'}$. L'élimination de p'' entre ces deux équations donne $\frac{1}{p} + \frac{1}{p'} = \frac{l-1}{r} + \frac{l-1}{r'}$.

Les points P et P' sont appelés deux foyers conjugués de la lentille. Si les rayons incidents étaient parallèles on aurait $\frac{1}{p'} = \frac{l-1}{r} + \frac{l-1}{r'}$, et le point P' serait un foyer principal ; soit alors $p' = a$, a sera la *distance focale* principale ; elle serait la même si la lumière était tombée parallèlement à l'axe sur l'autre face de la lentille. On pourra poser dans le cas général : $\frac{l-1}{r} + \frac{l-1}{r'} = \frac{1}{a}$; $\frac{1}{p} + \frac{1}{p'} = \frac{1}{a}$; d'où $p' = \frac{ap}{p-a}$. Voici les conséquences principales de cette formule ; si p est infini, $p' = a$; si p est fini et plus grand que a, p' est positif, les rayons sont convergents à la sortie de la lentille, et le foyer P' est réel. Si $p = a$, p' est infini et les rayons émergents sont parallèles ; si p est moindre que a, p' est négatif, les rayons sont divergents à la sortie, et le foyer P' est virtuel. Le cas d'une lentille biconcave se déduit facilement de celui d'une lentille biconvexe, en changeant dans les formules précédentes les signes de r et r', ou celui de a ; alors p' est constamment négatif, en sorte que le foyer principal et le foyer conjugué P' sont toujours virtuels. FIG. 257.

Centre optique d'une lentille.

487. Lorsque le point P d'où partent les rayons n'est pas situé sur l'axe de la lentille, mais toutefois s'écarte peu de cet axe, les rayons réfractés concourent encore à très-peu près en un même point P' qu'il s'agit de déterminer. Pour cela il faut remarquer qu'il existe, dans l'intérieur d'une lentille quelconque, un point situé sur son axe, tel que tout rayon lumineux réfracté qui y passe, correspond à des rayons incidents et émergents parallèles entre eux. Pour trouver ce point, soient menées par les centres des surfaces sphériques qui limitent le verre réfringent, deux parallèles CB, C'B', et soit BB' le rayon réfracté intérieur ; les normales CB et C'B', en B et B', étant parallèles, les rayons incidents et émergents le seront aussi. Or, on a CO : C'O :: CA : C'A' et par suite CA — CO : C'A' — C'O' :: CA : C'A' ou OA : OA' :: r : r' ; d'où il suit que la position du point O est indépendante de la direction commune des rayons incident et émergent ; ce point porte le nom de *centre optique* ; à cause de la petite épaisseur de la lentille, on peut dire que tout rayon lumineux qui passe par le centre optique reste en ligne droite. FIG. 258.

Soit maintenant P le point lumineux non situé sur l'axe. Admettons, à priori, que tous les rayons qu'il envoie à la lentille for-

ment un faisceau conique après leur passage à travers ce milieu diaphane. Pour trouver le sommet du cône émergent, il suffira de chercher le point d'intersection de deux rayons réfractés particuliers. Or, un des rayons incidents PO passe par le centre optique O, et sort sans éprouver de déviation; un autre PM est parallèle à l'axe, FIG. 259.
et le rayon émergent correspondant passe par le foyer principal F; PO et MF concourront donc au point P′ que nous cherchons. Soient a, p, p', les lignes OF, OP, OP′. Dans le système d'approximation que permettent d'adopter le rapport des dimensions de la lentille et la position du point P, on pourra poser $PM = p$, et négliger la petite portion du rayon lumineux réfracté dans l'intérieur du verre; les triangles semblables P′FO, P′MP donneront alors $p : a :: p + p' : p'$; $pp' = ap + ap'$; $\frac{1}{p} + \frac{1}{p'} = \frac{1}{a}$, ou enfin $p' = \frac{ap}{p - a}$. Ainsi il existe entre les deux foyers conjugués P et P′, la même relation de position, qu'ils soient ou non sur l'axe.

Mais le point d'intersection du rayon lumineux sans déviation, et du rayon réfracté passant par le foyer principal, est-il réellement le lieu de concours de tous les rayons partis du point P, après leur passage à travers la lentille? Pour s'en assurer il faut suivre la marche de la lumière tombant sur le verre réfringent suivant la direction PM, non parallèle à l'axe; soient à cet effet : Π le FIG. 260.
point de rencontre du rayon incident MP et de l'axe ; MP′ le rayon réfracté correspondant; Π′ le point où il coupe l'axe, et P′ celui de sa rencontre avec la ligne PO prolongée; enfin ϖ, ϖ', p, p' les distances OΠ, OΠ′, OP, OP′, ou celles ΠM, Π′M, PM, P′M, qui respectivement diffèrent très-peu des premières. Les points Π et Π′ sont deux foyers conjugués situés sur l'axe de la lentille, les longueurs ϖ et ϖ' sont donc liées entre elles par l'équation $\frac{1}{\varpi} + \frac{1}{\varpi'} = \frac{1}{a}$, et il s'agit de trouver la relation qui doit exister entre p et p'.

Pour cela, nous rappellerons un théorème établi par Carnot dans sa *Géométrie de position* et dont il est facile d'ailleurs de retrouver la démonstration; ce théorème consiste en ce que, si une droite coupe les trois côtés d'un triangle, elle détermine six segments, deux sur chaque côté, qui sont tels, que le produit de trois d'entre eux n'ayant aucune extrémité commune, est égal au produit des trois autres. Ainsi, considérant le triangle ΠMΠ′ coupé par la transversale P′OP, on devra avoir $\overline{O\Pi'}.\overline{P'M}.\overline{P\Pi} = \overline{O\Pi}.\overline{PM}.\overline{P'\Pi'}$, ou en substituant à ces lignes les lettres qui les représentent $\varpi' p'(\varpi - p) = \varpi p(p' - \varpi')$, d'où $pp'(\varpi + \varpi') = \varpi\varpi'(p + p')$, et enfin $\frac{1}{p} + \frac{1}{p'} = \frac{1}{\varpi} + \frac{1}{\varpi'}$. Or, on a $\frac{1}{\varpi} + \frac{1}{\varpi'} = \frac{1}{a}$, on aura donc tou-

jours $\frac{1}{p}+\frac{1}{p'}=\frac{1}{a}$, ou $p'=\frac{ap}{p-a}$, quel que soit le rayon incident PM. Tous les rayons du point P, non situés sur l'axe, mais s'en écartant très-peu comparativement à sa distance à la lentille, vont donc concourir à très-peu près, en un même point P' du rayon passant par le centre optique, et qui n'éprouve pas de déviation.

Images aux foyers des lentilles.

488. Considérons maintenant un objet d'une certaine étendue, placé devant la lentille, et supposons que ses dimensions soient assez petites, ou qu'il soit assez éloigné pour qu'on puisse regarder les distances au centre optique O, comme peu différentes pour tous ses points et comme étant toutes égales à une même longueur p. Chacun de ces points enverra des rayons lumineux qui iront concourir après leur réfraction, en un même lieu situé sur celui de ces rayons qui n'éprouve pas de déviation, à une distance de la lentille $p'=\frac{ap}{p-a}$; là ils formeront, par leur croisement, une image réelle ou virtuelle pour un œil convenablement placé. La réunion des lieux de concours semblables pour tous les points de l'objet, formera une *image* de cet objet vue *par réfraction*. (FIG. 261.)

Il est aisé de déduire des formules et des considérations qui précèdent, les conséquences suivantes. Dans le cas d'une lentille biconvexe, si l'objet est très-éloigné, l'image est presqu'au foyer principal, très-petite et renversée. Si l'objet se rapproche de la lentille, l'image toujours renversée s'éloigne et s'agrandit; elle devient égale en grandeur à l'objet, lorsque celui-ci est éloigné de la lentille du double de la distance focale principale; plus grande que lui, si l'objet se rapproche encore; enfin infiniment plus grande et plus éloignée, quand l'objet est infiniment près du foyer principal. Lorsque l'objet se trouve placé entre la lentille et son foyer principal, l'image est droite, virtuelle et toujours plus petite que l'objet. Dans le cas d'une lentille biconcave, l'image est toujours virtuelle et droite.

Toutes ces conséquences sont vérifiées par l'expérience; par exemple, si l'on présente une bougie allumée devant une lentille biconvexe, et qu'on promène une plaque dépolie de l'autre côté, jusqu'à ce que l'image renversée de la bougie s'y projette nettement, on atteint ainsi le foyer conjugué du corps éclairant; et l'on reconnaît que, dans tous les cas, la position relative de ces deux foyers conjugués est conforme à la théorie. L'explication que nous donnerons par la suite des phénomènes produits par les instruments d'optique, présente une vérification complète de la théorie des lentilles.

489. La marche de la lumière à travers un corps diaphane de forme lenticulaire, la grandeur et la position des images qu'il doit former, peuvent donc être assignées par des constructions géométriques très-simples, lorsque l'on connaît, outre l'indice de réfraction de la substance qui compose la lentille, la position du foyer principal, ou sa distance *a* au verre réfringent. Cette longueur que l'on appelle *distance focale principale*, peut être facilement déterminée par l'expérience. Mesure de la distance focale d'une lentille.

Pour trouver le foyer principal d'une lentille biconvexe, on l'expose en face du soleil ; les rayons lumineux partis d'un point de cet astre, pouvant être considérés comme parallèles entre eux, iront former après leur réfraction une image de ce point au foyer principal. Il suffira donc de promener une petite plaque dépolie derrière la lentille, jusqu'à ce que l'image du soleil aperçue sur cette plaque, soit nette et distincte; l'écran sera alors au foyer du verre biconvexe. On peut aussi se servir d'une lumière artificielle suffisamment éloignée.

Pour déterminer la distance focale principale d'une lentille biconcave, on recouvre sa surface postérieure d'une couche opaque, à l'exception de deux petits cercles en A et B; on l'expose vis-à-vis du soleil, et l'on présente derrière elle un écran, dont on fait varier la position jusqu'à ce que les petits cercles brillants A′ et B′, qui y sont projetés par les deux faisceaux lumineux sortant en A et B, soient distants l'un de l'autre du double de AB. La distance focale principale sera égale à la distance qui sépare alors l'écran de la lentille. Fig. 262.

490. Lorsqu'un faisceau conique de rayons divergeant d'un point lumineux, tombe derrière un verre biconvexe, les deux réfractions qu'il subit le transforment en un autre faisceau conique moins divergent que le premier, ou même en un faisceau de rayons convergeant en un point placé devant la lentille; si le verre est biconcave, à la sortie le faisceau est toujours plus divergent qu'à l'incidence. C'est par cette double raison que l'on appelle *verres convergents* les lentilles biconvexes, et *verres divergents* les lentilles biconcaves. On se sert quelquefois de verres plans-sphériques, ou terminés d'un côté par une face plane, et de l'autre par une portion de surface sphérique; ils produisent les effets des lentilles convergentes lorsque la face courbe est convexe, ceux des lentilles divergentes si cette face est concave; enfin lorsqu'une lentille est concave d'un côté et convexe de l'autre, elle appartient aux verres convergents ou divergents, suivant que le rayon de courbure de la Variétés des lentilles.

face convexe est moindre ou plus grand que celui de la face concave. La marche de la lumière, dans toutes ces espèces de lentille, se déduira facilement des formules établies ci-dessus, en donnant des signes et des valeurs convenables aux rayons r et r'. Généralement, si a est positif, le verre est convergent; il est divergent, si a est négatif.

Quand la distance focale d'une lentille est très-grande ou très-petite, on dit communément qu'elle a *un foyer très-long ou très-court;* cette dénomination résulte de ce qu'en réalité les rayons incidents, parallèles à l'axe d'une lentille, ne viennent pas se croiser rigoureusement en un même point après la réfraction, mais en une suite de points compris sur une petite portion de surface courbe, à laquelle on donne encore le nom de foyer, et qui est d'autant plus longue que sa distance à la lentille est plus considérable. Il est facile de conclure des formules précédentes que, pour le même éloignement des objets, les images, vues par réfraction à travers une lentille, seront d'autant plus grandes ou plus petites que cette lentille aura un foyer plus long ou plus court; ces propriétés différentes partagent les lentilles en deux classes distinctes; suivant les effets qu'on se propose de produire, on préfère l'une à l'autre.

Caustiques par réfraction.

491. La connaissance des lois de la réfraction permet d'assigner le lieu géométrique des points où les rayons partis d'un même centre lumineux, situé dans un milieu, viennent se croiser après leur réfraction dans un autre milieu séparé du premier par une surface courbe donnée. Malus a le premier résolu ce problème d'une manière générale; l'analyse l'a conduit à des propriétés analogues à celle qui composent la théorie des caustiques par réflexion (§ 463). Il existe, sur la surface de séparation, deux systèmes de courbes et de *lignes de réfraction*, qui se coupent à angle droit, et pour lesquelles les rayons réfractés forment autant de surfaces développables. Les arêtes de rebroussement de ces surfaces développables, forment deux surfaces caustiques auxquelles tout rayon, venant du point lumineux, est nécessairement tangent après la réfraction.

Nous ne considérerons que le seul cas où la surface de séparation des deux milieux est plane; les lignes de réfraction sont alors, d'une part, les droites passant par le pied O de la perpendiculaire
FIG. 268. PO, abaissée du point lumineux P sur la surface; et de l'autre part, les cercles dont O est le centre. Les surfaces développables du premier système sont des plans passant par PO; celles du second, des

cônes ayant leurs sommets sur la même droite PO, qui se trouve être ainsi la seconde surface caustique. Quant à la première, elle forme une surface de révolution autour de PO; sa coupe méridienne est une courbe caustique. Lorsque le point lumineux est dans le milieu le plus réfringent, cette courbe caustique méridienne est la développée d'une ellipse ayant un foyer en P, son centre en O, et son excentricité égale à l'indice de la réfraction. La caustique est alors tangente deux fois à l'intersection AB du plan méridien et de la surface de séparation; le rayon incident P*n*, qui aboutit à l'un des points de contact, est celui pour lequel commence la réflexion totale. Lorsque le point radieux est dans le milieu le moins réfringent, la caustique dont il s'agit est la développée d'une hyperbole. Fig. 269. Fig. 266.

Supposons que le point P soit dans l'eau, et que le niveau de ce liquide soit AB, l'œil étant placé dans l'air en E. Si dans le plan POE on construit la caustique méridienne P'*mn*, et qu'on mène à cette courbe la tangente E*mq*, qui rencontre la caustique rectiligne PO en *q*, l'expérience prouve que l'œil rapporte en ce point *q* l'image de P. Si l'on répète la construction précédente pour les différents points C,D,F,G,H,..., d'une ligne CH plongée dans l'eau, la courbe passant par les images *q*,*s*,*t*,*u*,*v*,...., de tous ces points, donne la forme de la ligne proposée vue par réfraction. Fig. 165. Fig. 267.

TRENTE-DEUXIÈME LEÇON.

Phénomène de la dispersion. — Inégale réfrangibilité des couleurs. — Spectre solaire. Homogénéité des couleurs. Raies fixes. — Actions calorifiques et chimiques du spectre. — Recomposition de la lumière blanche. Règle empirique de Newton pour les couleurs composées. — Couleurs propres des corps. Dichroïsme. — Coefficients de dispersion. Aberration de réfrangibilité. Achromatisme. Lentilles achromatiques. — Aberration de sphéricité. Lentilles à échelons. — Explication de l'arc-en-ciel.

Différences des réfrangibilités.

492. La lumière n'est pas homogène, comme nous l'avons supposé jusqu'ici. Lorsqu'un faisceau de rayons solaires traverse un prisme, il se décompose à la sortie en une série de rayons plus ou moins réfractés, et de couleurs différentes. C'est ce phénomène, appelé *dispersion de la lumière*, que nous allons étudier. La couleur d'un corps est la sensation que produisent sur l'œil les rayons lumineux réfléchis par ce corps. Si ces rayons traversent un prisme avant d'arriver à l'organe, leur déviation varie avec la couleur; c'est-à-dire que les rayons de couleurs différentes n'ont pas le même indice de réfraction. Les expériences suivantes peuvent servir à vérifier ce fait.

1° Quand on regarde à travers un prisme, dont les arêtes sont horizontales, une bande étroite aussi horizontale, composée de plusieurs couleurs placées à la suite les unes des autres, on voit les parties différemment colorées à des hauteurs différentes. 2° On place devant une lentille biconvexe, au delà du foyer principal, un carton dont les deux moitiés sont peintes, l'une en rouge, l'autre en bleu ; après avoir recouvert sa surface totale d'un réseau de fils noirs également espacés, on cherche derrière la lentille le foyer, ou le lieu que doit occuper un écran pour que les images des fils s'y détachent le mieux possible. Or on trouve ce lieu à une moindre distance pour le bleu que pour le rouge. On doit conclure de ces deux expériences que les rayons diversement colorés ont des indices de réfraction différents, et que par exemple les rayons rouges sont moins réfrangibles que les rayons bleus.

493. Si la lumière blanche est réellement composée de rayons de plusieurs couleurs, la différence de leur réfrangibilité doit les séparer lorsque cette lumière traverse un prisme. Telle est l'origine du *spectre solaire* ; on donne ce nom à l'image oblongue et diversement colorée que projette sur un écran un faisceau de rayons solaires, introduit par une ouverture circulaire pratiquée dans le volet d'une chambre obscure, lorsque ce faisceau a traversé un prisme placé entre le volet et l'écran. Nous supposons ici que, comme dans toutes les expériences sur la lumière où l'on emploie les prismes dans une position fixe, on lui ait donné celle qui correspond au minimum de déviation. Spectre solaire.

Si le faisceau incident est horizontal, que l'arête du prisme, aussi horizontale, lui soit perpendiculaire et tournée vers le bas, le faisceau émergent se relève en se dispersant, et va former sur un écran vertical un spectre solaire, terminé latéralement par deux lignes verticales, vers ses deux extrémités par deux demi-cercles, et composé d'une infinité de couleurs et de nuances différentes, parmi lesquelles on distingue les sept couleurs principales suivantes, prises à partir de l'extrémité inférieure et en remontant : le rouge, l'orangé, le jaune, le vert, le bleu, l'indigo, et le violet. La lumière solaire est donc composée de rayons de toutes couleurs ; et l'on voit que, d'après la position du prisme, les couleurs se trouvent nommées ci-dessus suivant l'ordre croissant de leur réfrangibilité. Fig. 268.

La différence de réfrangibilité des couleurs élémentaires de la lumière blanche incidente, la forme du soleil, celle de l'ouverture, et la position actuelle du prisme et de l'écran, suffisent pour expliquer la forme et la composition du spectre. En effet, dans ces circonstances, les rayons de chaque couleur doivent former sur l'écran une image circulaire, dont le centre se trouve d'autant plus haut que les rayons de cette couleur sont plus réfrangibles. Les centres des cercles formés par toutes les couleurs élémentaires doivent être situés sur une droite comprise dans le plan vertical mené par l'axe du faisceau incident. Tous ces cercles se recouvrant les uns les autres excepté les deux derniers, on conçoit qu'il puisse en résulter une fusion des couleurs, telle qu'on l'observe dans les spectres ordinaires, où les nuances se succèdent en quelque sorte d'une manière continue, sans lignes de démarcation nettes et tranchées.

494. D'après cette explication, si le nombre des couleurs homogènes qui composent la lumière blanche est limité, on doit Homogénéité des couleurs du spectre solaire.

pouvoir séparer les uns des autres les cercles projetés par leurs rayons, soit en rétrécissant l'ouverture du volet, soit en éloignant l'écran. Car les centres des cercles restent aux mêmes points sur le spectre solaire lorsque, l'écran et le prisme conservant les mêmes positions, on diminue le diamètre de l'ouverture ou la largeur du faisceau incident; et quand, le prisme étant placé à une assez grande distance du volet, on recule l'écran, ces centres s'éloignent les uns des autres proportionnellement à la distance au prisme, tandis que les cercles conservent sensiblement la même grandeur. Or ces deux procédés employés simultanément, et de la manière la plus efficace, ne parviennent jamais à séparer les couleurs dans le spectre solaire. Ce résultat a fait conclure que la lumière blanche n'est pas composée de sept couleurs seulement, mais qu'il y a, pour chacune de ces sept couleurs, une infinité de rayons, de nuances et de réfrangibilités différentes.

Lorsque l'ouverture est très-étroite et l'écran suffisamment éloigné, on peut reconnaître par les expériences suivantes que les couleurs qui se succèdent dans le spectre sont homogènes ou indécomposables. On se sert à cet effet d'un écran percé de plusieurs trous circulaires, que l'on peut ouvrir ou fermer à volonté, et qui correspondent aux différentes parties du spectre solaire projeté sur l'écan. 1° Lorsqu'on laisse passer par une seule de ces ouvertures les rayons d'une même couleur, leur passage à travers un ou plusieurs prismes ne donne lieu à aucune nouvelle décomposition. Si l'on découvre les ouvertures qui correspondent à deux des sept couleurs principales, séparées sur le spectre par une seule couleur intermédiaire, et qu'on réunisse, au moyen d'un miroir plan incliné sur un des faisceaux transmis, les images qu'ils projettent sur un second écran placé derrière le premier, l'image unique vue à l'œil nu paraît de la couleur intermédiaire; mais si on la regarde à travers un prisme, les deux couleurs qui l'ont formée se séparent de nouveau.

Causes de l'imperfection du spectre.

495. Cependant, pour que ces expériences réussissent complétement, il ne suffit pas que l'ouverture soit très-étroite et l'écran assez éloigné; il faut diminuer aussi le plus possible l'influence de deux autres causes, qui s'opposent encore à l'homogénéité des rayons tombant en un point déterminé du spectre. Ces causes sont le diamètre apparent du soleil, et l'imperfection du prisme. L'astre qui émet la lumière incidente soutendant un angle visuel de 30′ environ, le spectre le plus simplifié est réellement la superposition d'une infinité de spectres, desquels chacun est formé par un

faisceau cylindrique venant d'un des points du disque solaire. Ces spectres élémentaires se projettent à des hauteurs différentes sur l'écran, en sorte que chaque point du spectre résultant reçoit des rayons ayant des nuances et des réfrangibilités différentes, quoique très-voisines.

Pour diminuer cette cause de confusion des couleurs, on peut enchâsser dans l'ouverture du volet une lentille cylindrique d'un très-court foyer, de 4 centimètres par exemple. La lumière solaire réfléchie extérieurement par un miroir plan, de manière à tomber sur la lentille parallèlement à son axe horizontal, se concentre par la réfraction, et forme au foyer une bande verticale lumineuse dont la largeur soutend au centre optique un angle de 30′ seulement. Cette bande qui a tout au plus un ⅓ de millimètre de largeur peut être considérée comme une droite lumineuse sans épaisseur sensible. Si l'on place derrière cette nouvelle source de lumière un diaphragme opaque percé d'une fente verticale très-étroite, plus loin un prisme vertical qui reçoive le faisceau transmis par cette fente, on apercevra, sur un écran convenablement placé, un spectre rectangulaire horizontal, où les couleurs devront être séparées, c'est-à-dire sans superposition sensible.

Mais la composition même du prisme peut rendre inutiles toutes ces précautions. Le défaut d'homogénéité de la masse vitreuse, qui forme les prismes ordinaires, ne permet pas d'obtenir par leur emploi un spectre solaire sans superposition de couleurs. Les stries et les bulles que la lumière rencontre en les traversant lui font éprouver des déviations irrégulières, et des rayons de diverses nuances se croisant sans ordre dans le faisceau dispersé, le spectre solaire est très-imparfait. Fraünhofer, célèbre opticien de Munich, est parvenu, à force de soins et de patience, à fabriquer des verres d'une pureté et d'une homogénéité admirables ; un prisme formé d'une de ces substances donne un spectre dont les couleurs sont tout-à-fait indécomposables.

496. Ce spectre parfait présente un phénomène curieux et inattendu, dont l'importance s'est déjà fait sentir par la précision qu'il a permis d'apporter dans la mesure des indices de réfraction, et qui aura sans doute une grande influence sur les progrès de l'optique. Wollaston paraît l'avoir aperçu le premier ; mais Fraünhofer, par la description complète qu'il en a donnée, et l'exactitude des mesures qu'il en a déduites, mérite toute la gloire de cette découverte ; ce célèbre opticien ne connaissait pas d'ailleurs les idées assez vagues que Wollaston avait publiées sur ce sujet. Voici la description d'un

Raies fixes du spectre solaire.

appareil convenable pour constater le phénomène dont il s'agit.

La lumière blanche pénètre dans la chambre obscure par une fente verticale très-étroite. Il n'est pas indispensable de prendre pour source lumineuse la bande brillante produite au foyer d'une lentille cylindrique d'un très-court foyer; les rayons solaires réfléchis horizontalement vers la fente par un miroir plan extérieur suffisent; il est plus commode de se servir à cet effet d'un héliostat, afin de donner au faisceau introduit une direction fixe qui n'exige pas le déplacement des instruments. Le prisme, formé d'une substance parfaitement homogène, reçoit le faisceau toujours dans la position du minimum de déviation; et immédiatement en contact avec sa face postérieure on place un objectif achromatique; c'est-à-dire une lentille biconvexe d'un assez long foyer, composée de deux substances convenablement choisies, qui lui donnent la propriété de concentrer sensiblement au même foyer des rayons incidents parallèles de toutes les couleurs (§ 510). On éloigne le système du prisme et de l'objectif, jusqu'à ce que la distance qui le sépare de la fente soit environ le double de la distance focale de la lentille. Puis on promène sur l'axe de ce verre convergent un écran vertical, de couleur blanche, et dont la surface est bien unie, jusqu'à ce que le spectre réfracté qu'il reçoit y paraisse net et distinct. L'écran est alors au foyer conjugué de l'image dispersée de la fente, qu'un œil placé au lieu de l'objectif apercevrait à travers le prisme.

Fig. 269. Dans ces circonstances, le spectre rectangulaire et horizontal, projeté sur l'écran, est sillonné par une grande quantité de raies ou de bandes verticales, noires et très-étroites; elles sont très-inégalement répandues dans l'intérieur même des couleurs, et plus ou moins obscures. Fraünhofer a désigné par les lettres B, C, D, E, F, G, H, sept groupes de ces raies, plus faciles à reconnaître que les autres, et qui sont distribuées sur les couleurs principales du spectre. B est à peu près à l'extrémité rouge; ce groupe comprend deux raies voisines; la plus éloignée de l'extrémité du spectre est plus noire que l'autre. C est vers la limite du rouge près de l'orangé; c'est une seule bande plus noire que plusieurs autres qui l'avoisinent à des distances presque égales. D est dans l'orangé et près du jaune; ce groupe se compose de deux bandes également noires et très-rapprochées. E se trouve dans le jaune, mais plus près du vert; c'est un groupe de sept à huit raies très-serrées. F est presque au milieu du vert; ce groupe se compose principalement de trois raies équidistantes et également noires. G se trouve dans le bleu près de l'indigo; ce sont deux groupes de raies très-serrées,

séparés par une ligne brillante. Enfin H est dans le violet ; c'est une suite de raies très-noires et très-voisines, dont la distance va en diminuant du côté de l'extrémité violette du spectre.

L'appareil imaginé par Fraünhofer pour constater le nombre et étudier la position relative des raies fixes du spectre diffère du précédent. Le prisme est placé à 8 mètres environ de la fente du volet, et le faisceau dispersé immédiatement reçu sur l'objectif d'une lunette à deux verres convexes. L'effet de cette lunette, que nous étudierons plus loin avec détails, peut se résumer ainsi : le premier verre ou l'objectif forme toujours une image réelle du spectre en un foyer conjugué ; mais les rayons qui s'y croisent, au lieu de se réfléchir irrégulièrement sur un écran, tombent après leur croisement sur le second verre appelé oculaire; cet oculaire produit ici l'effet d'une loupe ordinaire, en transformant, pour l'œil placé derrière, l'image réelle formée par l'objectif, en une image virtuelle amplifiée, et située à une distance convenable pour la vue.

Deux fils verticaux sont tendus dans la lunette, au lieu même de l'image réelle; un mécanisme qu'une vis micrométrique fait mouvoir permet de rapprocher plus ou moins ces deux fils, et la distance qui les sépare peut être déduite facilement, et avec une grande exactitude, du nombre de tours imprimés à la vis dont le pas est connu. Par exemple, pour mesurer au moyen de ce micromètre l'écart de deux raies déterminées sur le spectre, on établit la coïncidence de chaque fil avec une de ces raies, en tournant un peu l'instrument sur son axe vertical, et en faisant mouvoir la vis ; le nombre de tours qu'il faut imprimer au micromètre, pour opérer ensuite la coïncidence des deux fils, donne alors en fonction du pas de vis l'intervalle qui sépare les deux raies proposées au foyer de l'objectif.

Tels sont les moyens d'exploration et de mesure dont s'est servi Fraünhofer; il a constaté dans le spectre solaire l'existence de 600 raies environ, plus ou moins noires et plus ou moins rapprochées les unes des autres. En se servant de prismes de matières différentes, il a reconnu que les raies étaient en même nombre, se succédaient dans le même ordre et sur les mêmes couleurs, mais que leurs distances relatives changeaient d'une manière sensible, dans les spectres solaires formés par ces différents prismes. En analysant, à l'aide de son appareil, la lumière des planètes, il a retrouvé les mêmes raies qu'avec la lumière venant directement du soleil. La lumière des étoiles de première grandeur, et celle des corps éclairants artificiels, lui ont offert au contraire des raies noires distri-

buées d'une manière tout différente ; enfin, la lumière électrique lui a présenté des bandes brillantes au lieu de raies noires.

Indices de réfraction des raies du spectre.

497. Les raies occupant une position fixe et déterminée dans les spectres solaires formés par des prismes de nature différente, les indices de réfraction qui leur correspondent peuvent être mesurés sans incertitude, et les nombres obtenus en répétant les mêmes opérations sur les mêmes substances sont constants et comparables. On obtient l'indice de réfraction d'une raie particulière du spectre par le procédé général que nous avons décrit : on fait tourner le prisme jusqu'à ce que la raie proposée vue dans la lunette reste stationnaire après s'être rapprochée de la fente du volet ; on tourne ensuite la lunette de manière à amener successivement sur son axe optique, la raie noire et le milieu de la fente vu directement : on mesure sur un limbe horizontal l'angle décrit par l'instrument pour passer d'une coïncidence à l'autre ; cet angle conduit à l'angle minimum de déviation ; et l'angle dièdre du prisme étant connu, on en déduit l'indice cherché.

Chaque bande noire du spectre indiquant l'absence de toute couleur au lieu qu'elle occupe, il est difficile de comprendre au premier abord que l'on puisse trouver l'indice de réfraction d'une lumière qui n'existe pas. Mais cette difficulté disparaît quand on considère que l'indice de réfraction d'une raie, mesuré comme il vient d'être dit, est celui qui tiendrait le milieu entre les indices des deux nuances qu'elle sépare. Fraünhofer a déterminé les indices correspondants aux sept groupes de raies qu'il avait choisis, pour un grand nombre de substances diaphanes. Nous citons ici les résultats qu'il a obtenus pour l'eau et l'huile de térébenthine, et pour deux espèces de verre, l'une de crownglass ou verre ordinaire, l'autre de flintglass ou verre à cristal.

SUBSTANCES.	B	C	D	E	F	G	H
Eau.	1,3309	1,3317	1,3336	1,3359	1,3378	1,3413	1,3442
Huile de téréb.	1,4705	1,4715	1,4744	1,4784	1,4817	1,4882	1,4938
Crownglass.	1,5258	1,5268	1,5296	1,5330	1,5361	1,5417	1,5466
Flintglass.	1,6277	1,6297	1,6350	1,6420	1,6483	1,6603	1,6711

Les nombres relatifs aux deux dernières substances peuvent varier entre des limites très-étendues ; les grandes différences de com-

position que l'analyse chimique signale dans chacune de ces deux sortes de verres, suivant les lieux et les procédés de fabrication, explique assez la diversité de leur action sur la lumière. Fraünhofer a poussé la rigueur de ces mesures jusqu'à la 6e décimale, nous n'avons conservé que la 4e; notre but était uniquement de citer quelques exemples, qui pussent servir à faire mieux comprendre les conséquences que nous déduirons par la suite du phénomène de la dispersion.

Actions calorifiques du spectre solaire.

498. Des thermomètres très-sensibles, exposés au milieu des faisceaux de rayons de diverses couleurs dispersés par un prisme ordinaire, indiquent des températures inégales. L'action calorifique va en augmentant du violet au rouge sur le spectre solaire; cette action s'étend même au delà; son maximum a lieu ordinairement vers les rayons rouges. Leslie a constaté le premier que ce maximum était variable de position, suivant la substance du prisme. M. Melloni, dans ses recherches sur la chaleur rayonnante, a étudié les causes de cette variation; voici les résultats obtenus par ce physicien, et les conséquences qu'il en a déduites.

En faisant tomber sur le diaphragme de son appareil (§ 229), les différentes parties d'un faisceau de lumière solaire dispersé par un prisme, et comparant l'effet que chacune de ces parties produisait sur la pile thermo-électrique, lorsque l'ouverture du diaphragme était libre, à celui qui subsistait encore quand elle était masquée par une auge pleine d'eau, M. Melloni a trouvé que les rayons calorifiques du spectre solaire se comportent comme ceux envoyés par des sources de chaleur terrestre d'intensités différentes: les plus réfrangibles étant comparables à ceux provenant de la flamme d'une lampe, et les moins réfrangibles à ceux émis par une source de basse température. En effet, les rayons de chaleur disséminés dans la lumière bleue et la lumière violette, passent en grande abondance à travers le milieu diathermane liquide; ceux de l'espace obscur, placé plus loin que la lumière rouge, sont presque totalement arrêtés.

On peut expliquer d'après cela la variation de position du maximum de chaleur dans le spectre solaire suivant la nature du prisme qui l'a formé. Plus la substance sera diathermane, ou quand il ne s'agit que de corps non cristallisés, plus son pouvoir réfringent sera grand, et moins ce prisme fera éprouver proportionnellement de perte aux rayons de chaleur les moins réfrangibles, conséquemment plus éloignée sera la limite des rayons calorifiques qu'il éteindra tout-à-fait. Il suit de là que le maximum de chaleur du spectre,

doit marcher du violet au rouge et même au delà, lorsqu'on emploie pour le former des substances non cristallisées de plus en plus réfringentes, ou en général des substances de plus en plus diathermanes.

En effet, ce maximum est sur le jaune pour un prisme d'eau, sur l'orangé pour un prisme d'acide sulfurique, sur le rouge pour le crownglass, enfin dans l'espace obscur un peu au delà du rouge pour le flintglass. Il était important de vérifier si pour le sel gemme, plus diathermane de beaucoup que le flintglass, le maximum de chaleur du spectre marchait encore dans le même sens : en effet, M. Melloni a trouvé que, dans le spectre produit avec un prisme de sel gemme, la ligne de plus grande chaleur se trouve de beaucoup au delà du rouge, et à une distance égale à celle opposée qui sépare la dernière bande lumineuse du vert-bleu du spectre.

Actions chimiques du spectre solaire.

499. La lumière solaire exerce une action puissante dans les phénomènes chimiques; souvent c'est par les rayons calorifiques qu'elle contient, mais en d'autres circonstances ce sont les rayons lumineux eux-mêmes qui agissent, comme lors de la formation de la matière verte des végétaux. Cette propriété ne réside pas au même degré dans les rayons de toutes les couleurs; elle a beaucoup d'intensité dans les rayons violets et ceux qui l'avoisinent; elle paraît nulle pour les rayons rouges, orangés et jaunes. Un des corps les plus sensibles à cette action est le chlorure d'argent : si on l'étend en couche blanche sur une fueille de papier, et qu'on projette dessus le spectre solaire, il s'y forme une tache grisâtre, qui s'étend depuis le vert jusqu'au violet, et même au delà de cette limite. Le chlore et l'hydrogène se combinent chimiquement lorsqu'on expose leur mélange aux rayons violets; les rayons rouges sont encore sans action dans cette circonstance.

Décomposition de la lumière blanche.

500. La lumière blanche résulte de la superposition de toutes les couleurs du spectre. Ce fait, inverse de celui de la décomposition du rayon solaire, peut être vérifié par les expériences suivantes : 1° Si l'on fait tourner avec rapidité un carton partagé en un grand nombre de secteurs, peints successivement des sept couleurs principales, et ayant des étendues proportionnelles à celles que ces couleurs semblent occuper dans le spectre, le carton en mouvement paraîtra d'une couleur uniforme et blanche. Cela tient à ce que l'impression que chaque couleur produit sur l'œil n'est pas instantanée, mais dure un certain temps; lorsque la rapidité du mouvement de rotation du carton est telle que les secteurs successifs d'une même couleur arrivent à la même place dans le temps

que dure cette impression, c'est comme si toutes les couleurs occupaient à la fois toute la surface du carton ; or puisque l'impression totale est celle de la lumière blanche, il faut en conclure que toutes les couleurs du spectre superposées produisent du blanc. 2° Si l'on fait mouvoir avec rapidité, entre l'œil et le spectre projeté sur un écran, un carton évidé par des fentes également espacées, le spectre paraîtra blanc; cette expérience s'explique comme la précédente, et conduit à la même conclusion.

3° Si l'on reçoit sur une lentille convergente, ou sur un miroir sphérique concave, le faisceau dispersé par le prisme, on obtient une image blanche au centre sur un écran placé au foyer. Lorsque l'écran est plus près ou plus loin que le foyer, l'image est colorée ; mais l'ordre de succession des couleurs est différent dans les deux cas. Enfin, si l'écran étant au foyer on intercepte quelques-unes des couleurs du faisceau dispersé, l'image prend une couleur uniforme, mais variable suivant la nature et la quantité des rayons interceptés.

501. Newton a indiqué une règle empirique pour déterminer la couleur composée produite par la superposition de plusieurs couleurs prismatiques. On ignore comment il a été conduit à cette règle, mais toutes les vérifications qu'on en a faites ont réussi ; voici en quoi elle consiste. On partage la circonférence d'un cercle en sept parties correspondantes aux sept couleurs principales du spectre solaire; ces arcs, de grandeurs différentes, sont de 60° 45′ 34″ pour le rouge, le vert et le violet; de 34° 10′ 38″ pour l'orangé et l'indigo ; enfin de 54° 41′ 1″ pour le jaune et le bleu.

Règle empirique de Newton pour les couleurs composées.

Fig. 270.

Après avoir assigné les positions des centres de gravité *r*, *o*, *j*, *u*, *b*, *i*, *v*, de ces différents arcs, on imagine en chacun de ces points un poids proportionnel à l'intensité de la couleur correspondante, qui doit entrer comme élément dans la teinte que l'on veut déterminer; on cherche le centre de gravité K de tous ces poids ; le rayon CK est ensuite prolongé jusqu'à la circonférence en G; celui des sept arcs que cette ligne coupe indique la couleur de la teinte. Suivant que le point G se trouve au milieu, ou plus près d'une des extrémités de l'arc que l'autre, la teinte est simplement de l'arc, ou prend la nuance d'une des couleurs voisines : l'intensité ou la force de la teinte est proportionnelle à CK.

502. Les couleurs et les apparences que les objets présentent lorsqu'ils sont vus à travers un prisme, s'expliquent facilement par la différence de réfrangibilité des couleurs et par la composition de la lumière blanche. Un carton blanc rectangulaire semble bordé

Objets vus à travers le prisme.

de franges diversement colorées, que l'on explique par la superposition de sept images de carton, teintes des sept couleurs principales, et réfractées à des hauteurs différentes. Une bande blanche sur un carton noir, ou une bande noire sur un carton blanc, doivent présenter des franges où les couleurs se succèdent dans un ordre inverse.

Couleurs propres des corps.

503. La couleur de la lumière réfléchie ou transmise par les corps pondérables s'explique en partant de faits et de principes analogues à ceux qui servent de base à la théorie physique de la chaleur rayonnante. Un faisceau lumineux venant du soleil, et produisant la sensation du blanc, doit être considéré comme composé d'une infinité de rayons, d'espèces ou de couleurs différentes; le nombre ou l'intensité des rayons élémentaires varie d'une espèce à l'autre; c'est au moins ce que l'on doit conclure de ce fait, que l'intensité de la lumière varie très-sensiblement dans toute l'étendue du spectre solaire. Des expériences dues à Fraünhofer ont permis de représenter cette intensité variable par l'ordonnée d'une courbe, ayant pour axe des abscisses la ligne milieu du spectre; cette courbe part de l'axe à l'extrémité la moins réfrangible, s'élève pour atteindre un maximum entre les raies D et E, ou sur le vert, et s'abaisse ensuite pour aboutir de nouveau sur l'axe à l'extrémité violette.

Tout corps, quelque opaque qu'il soit, transmet la lumière au moins sur une très-petite épaisseur; c'est ainsi que l'or réduit en feuilles minces paraît translucide. En partant de ce fait, on est conduit au principe suivant : Toute particule pondérable a la faculté d'absorber ou d'éteindre une fraction déterminée des rayons lumineux qui atteignent son système ou qui passent dans son voisinage; le reste est réfléchi ou transmis; cette fraction varie avec l'espèce ou la couleur des rayons lumineux affluents, et avec la nature de la particule.

Ce principe explique tous les faits relatifs à la couleur des corps et à leur transparence. On peut admettre que la fraction, qui représente le pouvoir absorbant d'une particule pour les rayons affluents d'une même couleur, est constante quel que soit le nombre de ses rayons, en sorte qu'une lumière homogène, venant à traverser une couche diaphane composée de particules de même nature et équidistantes, doit diminuer d'intensité en progression géométrique, lorsque l'épaisseur traversée augmente en progression arithmétique; cette hypothèse n'est pas indispensable, le décroissement pourrait être réellement moins rapide que celui sup-

posé, et les phénomènes s'expliqueraient encore de la même manière. Soient : e l'épaisseur de la couche ; i le nombre des rayons d'une certaine couleur dans la lumière incidente ; enfin a la portion des rayons de cette couleur que posséderait encore un faisceau transmis, après avoir traversé le corps sur une épaisseur égale à l'unité. La série S. $i\,a^e$ pourra représenter la quantité de lumière émergeant de la couche proposée ; le nombre i et la fraction a variant d'un terme à un autre dans la série, ou pour chaque couleur.

La lumière blanche qui tombe à la surface d'un corps opaque n'est pas totalement réfléchie à cette surface même, puisqu'il n'y a aucune substance totalement opaque sur une très-petite épaisseur ; une portion de la lumière incidente pénètre donc la couche superficielle, où elle subit des réflexions qui la ramènent de nouveau hors du milieu. Mais elle éprouve dans ce double trajet des pertes inégales pour les différentes couleurs, et c'est de l'ensemble de ces pertes que résulte la couleur composée des faisceaux réfléchis, ou la couleur propre du corps. Si le corps est diaphane, et d'épaisseur e, la lumière transmise, dont la quantité est représentée par la série S. ia^e, sera d'autant plus colorée, ou sa nuance s'éloignera d'autant plus du blanc, que les valeurs de a différeront davantage ; de plus, la couleur composée transmise sera d'autant plus foncée que l'épaisseur e sera plus considérable. C'est ainsi qu'on explique les effets produits par les verres colorés, la couleur bleue du ciel, les teintes variées des grandes masses d'eau.

Il est à remarquer que la série S.ia^e s'approche d'autant plus d'être égale à S.i, qui représente la lumière incidente, que l'épaisseur e est plus petite. Cette conséquence est vérifiée par une multitude de faits : les milieux diaphanes réduits en lames très-minces transmettent de la lumière blanche ; tous les verres colorés, étant brisés et triturés, donnent une poudre d'autant plus blanche qu'elle est plus fine. Lorsque la lumière incidente se compose d'une seule couleur homogène, la série S.ia^e doit se réduire au seul terme qui lui correspond, quelle que soit d'ailleurs la couleur propre du corps quand il est exposé à la lumière blanche. L'expérience confirme cette conséquence : divers corps ne recevant que les rayons d'une couleur déterminée du spectre, paraissent tous de cette couleur ; il n'y a d'autre différence que dans la vivacité de la teinte.

Les spectres produits par les lumières artificielles diffèrent essentiellement du spectre solaire ; les couleurs sont moins nombreuses,

et leurs intensités suivent une autre loi qui varie même avec la nature du corps éclairant. D'où il suit que les séries $S.i$, $S.ia^e$ doivent donner des couleurs composées différentes, suivant la source de la lumière incidente. On explique aisément, d'après cela, les couleurs souvent très-dissemblables que présente un même corps pendant le jour, et le soir lorsqu'il est éclairé par une chandelle, une bougie, une lampe ou un bec de gaz.

Dichroïsme. 504. Il résulte de la théorie précédente que la couleur d'un corps diaphane, vu par réflexion ou par transmission, doit être la même; c'est ce qui a effectivement lieu le plus souvent; cependant cette règle générale ne manque pas d'exceptions, mais la même théorie rend parfaitement compte de ces anomalies, ainsi que des faits analogues au suivant. Si l'on remplit un vase transparent, ayant une forme conique très-évasée, d'une solution de vert de vessie, ou mieux de muriate de chrôme, le liquide vu par réfraction paraît vert près du sommet, et d'un beau rouge beaucoup plus haut. Ce phénomène résulte de ce que la suite des valeurs de a, correspondante au liquide dont il s'agit, présente deux maxima, l'un a' correspondant au rouge extrême; l'autre a'', plus petit que le premier, pour le vert. En effet, les deux termes $i'a'^e$, $i''a''^e$, étant alors de beaucoup les plus influents dans la série $S.ia^e$, la couleur composée transmise devra tirer sur le rouge si c'est le premier terme qui domine, sur le vert si c'est le second. Or i' est beaucoup plus petit que i'' (§ 503) et a' plus grand que a'', il s'ensuit donc que pour e très-petit on aura $i''a''^e > i'a'^e$, tandis qu'au delà d'une certaine valeur de e, on aura toujours $i''a''^e < i'a'^e$; ce qui explique le fait énoncé.

On connaît un grand nombre de corps qui paraissent ainsi de deux ou de plusieurs couleurs différentes, suivant le trajet plus ou moins long que la lumière blanche a dû faire dans leur intérieur, pour être réfléchie ou transmise. Si l'on étudie leur influence sur le faisceau dispersé par un prisme incolore, on remarque toujours que le spectre, formé après que cette influence a eu lieu, renferme deux ou plusieurs parties dont les couleurs sont très-vives, tandis que les intervalles qui les séparent sont pâles ou même tout-à-fait noirs. On constate ainsi plusieurs maxima séparés, dans la suite des valeurs de a pour chacune de ces substances; et par des considérations analogues aux précédentes, on se rend facilement compte des variations de leur couleur.

Coefficients de dispersion. 505. La différence entre les indices de réfraction des deux couleurs extrêmes du spectre solaire, est appelée ***coefficient de disper-***

sion. Cette différence que nous désignerons par *dl* est assez petite pour qu'on puisse, dans la plupart des circonstances, négliger son carré devant sa première puissance. Le coefficient de la dispersion est variable d'une substance à une autre. Par exemple, si l'on prend pour ce coefficient la différence des indices correspondants aux deux raies fixes B et H du spectre, d'après le tableau du § 497, il sera de 0,0133 pour l'eau, de 0,0233 pour l'huile de térébenthine, de 0,0208 pour le crownglass; enfin de 0,0434 pour le flintglass.

Newton se fondant sur une conclusion inexacte, déduite de la généralisation d'un fait qui n'était que particulier, fut conduit à considérer la dispersion comme un phénomène plus simple qu'il ne l'est en effet, et à regarder comme constants les rapports de réfrangibilité des rayons colorés, dans leur passage à travers toutes les substances transparentes, ou, en d'autres termes, à supposer la distance proportionnelle à la réfraction. Une conséquence nécessaire de la proportionnalité supposée était que, si la lumière traversait deux milieux diaphanes successifs pour rentrer dans l'air, l'effet de la dispersion ne pouvait disparaître qu'avec celui de la réfraction, ou qu'il fallait que les rayons émergents fussent parallèles aux rayons incidents, pour former comme eux de la lumière blanche. Mais la loi de dispersion regardée comme proportionnelle à la réfraction est loin d'être vraie, quoiqu'en général ce soient les substances les plus réfringentes qui dispersent le plus. Par exemple, les indices de réfraction correspondants à la même raie fixe B étant 1,3309 pour l'eau, et 1,6277 pour le flintglass, les coefficients de dispersion 0,0133 et 0,0434 de ces mêmes substances sont dans un tout autre rapport.

Dollond, célèbre opticien anglais, montra la fausseté de l'idée de Newton par l'expérience suivante : il fit traverser par un rayon solaire le système de deux prismes accolés, ayant leurs angles tournés en sens inverses ; le premier était creux, rempli de liquide et à angle variable ; le second plein et solide. En faisant varier l'angle du premier prisme il obtint un rayon émergent de lumière blanche, avant que la déviation fût nulle. La figure 271 fera concevoir la possibilité de ce résultat : P est le prisme liquide ; P' le prisme solide ; les rayons incidents parallèles LI divergent de I après la première réfraction, suivant I*r* pour les rayons rouges, suivant I*v* pour les rayons violets. A la sortie du premier prisme la divergence augmente ; les rayons violets arrivent en *v'*, les rayons rouges en *r'*, à la première surface du prisme solide. Là une troisième réfraction a lieu ; mais le pouvoir dispersif de la seconde substance peut être

FIG. 271.

tel que les rayons violets, tout en se rapprochant plus de la normale en v', que les rayons rouges de la normale en r', viennent cependant rencontrer la face de sortie du second prisme au même point r'' que ces derniers rayons, ou en un point v'' très-voisin de r''. Enfin la quatrième réfraction, qui s'opérera en cet endroit, tendant évidemment à rendre les rayons violets et rouges parallèles, le faisceau émergent pourra être blanc.

Aberration de réfrangibilité. 506. Lorsque des rayons solaires, d'abord parallèles, aboutissent au foyer d'une lentille biconvexe après l'avoir traversée, les diverses couleurs, à cause de leur différence de réfrangibilité, convergent réellement vers des points différents de l'axe, en sorte que l'image du soleil au foyer principal, blanche vers le centre est bordée d'anneaux de différentes couleurs. C'est à cette diffusion des couleurs, dans les images formées par les lentilles, qu'on a donné le nom d'*aberration de réfrangibilité;* l'achromatisme a pour but de la faire disparaître.

Achromatisme. 507. La découverte de Dollond a rendu l'achromatisme possible. Cet habile opticien est en effet parvenu à achromatiser une lentille biconvexe d'une substance diaphane de crownglass, en lui superposant une lentille biconcave d'une autre substance, de flintglass, ayant à peu près le même pouvoir réfringent, mais un pouvoir dispersif plus grand, et qui sans détruire entièrement la convergence des rayons émergents pour des rayons incidents parallèles, ramenait au même point de l'axe les foyers des rayons extérieurs du spectre. On concevra la possibilité de ce résultat, en suivant la marche des rayons rouges dans les deux lentilles, comme
Fig. 272. nous l'avons fait plus haut pour deux prismes ; on peut aussi obtenir une lentille composée achromatique, en réunissant deux lentilles biconvexes de crownglass, par une lentille biconcave de flintglass.

A la rigueur l'achromatisme n'est jamais parfait, c'est-à-dire que le procédé de Dollond, dont on se contente dans la pratique, rend presque insensible, mais n'annule pas tout-à-fait l'aberration de réfrangibilité ; car lors même qu'on parvient à faire coïncider les rayons émergents rouges et violets, ceux des autres couleurs peuvent bien en être encore séparés, puisque les différences de réfrangibilité ne restent pas les mêmes dans les milieux de diverse nature. Toutefois, en employant trois lentilles au lieu de deux, on peut faire coïncider le foyer d'une troisième couleur avec le foyer commun des rayons rouges et violets. M. Amici a construit des lentilles composées de sept verres différents, qui ramènent au

même point les foyers des sept couleurs principales du spectre.

C'est par le tâtonnement que les opticiens déterminent les angles des prismes, ou les courbures des lentilles de différentes substances, qu'il faut accoler pour produire l'achromatisme. Ils ont trouvé que dans le système des deux prismes cités plus haut, l'achromatisme avait lieu lorsque les angles réfringents étaient en raison inverse de leurs coefficients de dispersion, si toutefois ces angles ne comprenaient qu'un petit nombre de degrés. Ce résultat est confirmé par la théorie : soient, pour un prisme d'angle α très-petit : y et y' les angles d'incidence et d'émergence, x et x' les angles de réfraction à l'entrée; et d'incidence à la sortie, d'un rayon lumineux : p l'angle de déviation ; l l'indice de réfraction. Si comme on le suppose toujours, l'angle y est très-petit, les angles x, x', y', le seront aussi, puisque α l'est pareillement, et l'on aura : $p=y+y'-\alpha$, $x+x'=\alpha$, $y=lx$, $y'=lx'$, et enfin $p=\alpha(l-1)$. Pour un second prisme on aurait pareillement $p'=\alpha'(l'-1)$. Si les deux prismes sont accolés inversement, on aura

$$\Delta=\alpha(l-1)-\alpha'(l'-1),$$

pour la déviation totale. Cette déviation serait nulle si l'on avait $\alpha:\alpha'=(l'-1):(l-1)$. Si c'est la dispersion qui doit disparaître, il faut que Δ ne change pas, lorsqu'on y substituera à la place de l et l', indices que nous supposerons appartenir aux rayons rouges, les indices $(l+dl)$ et $(l'+dl')$ appartenant aux rayons violets ; cette condition donne $\alpha dl=\alpha' dl'$. Ainsi les deux prismes seront achromatisés si leurs angles sont en raison inverse de leurs coefficients de dispersion.

508. La formule $\alpha dl=\alpha' dl'$ fait voir clairement qu'il ne suffit pas que les rayons rouges et violets se confondent, après avoir traversé les deux prismes accolés, pour que toute dispersion soit nulle dans le faisceau émergent; car il faudrait pour cela que le rapport $\frac{dl}{dl'}$ restât constant en prenant pour dl et dl', non plus les différences des indices des deux couleurs extrêmes, mais celles des indices de deux couleurs intermédiaires quelconques; or, les nombres cités au § 497, prouvent que cette constance de valeur n'existe pas. Supposons, par exemple, que les deux prismes accolés soient l'un de crownglass, l'autre de flintglass, et que leurs angles α et α' soient déterminés par la condition que les raies fixes B et H se confondent dans le faisceau émergent. Si $\alpha=5^\circ$, on aura Spectres secondaires.

$$\alpha'=\frac{208}{434}5^\circ=2^\circ\,24',$$

et la formule $\Delta = \alpha\,(l-1) - \alpha'\,(l'-1)$ donne pour la déviation commune des deux raies B et H, à travers le système des deux prismes, $\Delta = 1^\circ\,7'\,29''$. Mais si l'on substitue successivement dans la même formule, à l et l', les indices correspondants aux cinq autres raies principales du spectre, on trouve pour les valeurs de Δ, $1^\circ\,7'$ augmenté d'un nombre de secondes qui varie d'une raie à l'autre : au lieu de 29″ que donnent B et H, C donne 30″, D 35″, E 36″, F 37″, et G 34″.

On voit donc qu'en réalité les couleurs intermédiaires ne se confondront pas avec le rouge et le violet, dans le faisceau sortant du double prisme. Ce faisceau sera dispersé et donnera lieu à un genre de spectre auquel on donne le nom de *spectre secondaire*, et dont la couleur la plus déviée sera celle qui avoisine la raie F, ou le vert. Cette dispersion sera d'ailleurs peu sensible, car elle ne doit soutendre qu'un angle de 8 à 10″, tandis que la dispersion du premier ordre, qui aurait lieu avec un seul des deux prismes, serait de 0,0208. 5° ou de 6′ 14″, c'est-à-dire au moins quarante fois plus considérable.

En accolant deux prismes d'autre nature que le crownglass et le flintglass, et déterminant les rapports de leurs angles, par la condition que les raies principales B et H se confondent à la sortie, on trouve pareillement que les raies et par suite les couleurs intermédiaires doivent en être séparées; en sorte que le double prisme donne encore un spectre secondaire, mais dans lequel la couleur verte n'est pas toujours la plus déviée. Cette dispersion du second ordre, quoique en général plus grande que celle de l'exemple choisi plus haut, est toujours négligeable devant la dispersion du premier ordre. Ces résultats numériques démontrent le grand avantage du genre d'achromatisme adopté par les opticiens, et l'on conçoit qu'il puisse suffire dans la pratique, quoique étant imparfait.

Diasporamètre.

509. On peut déterminer l'angle qu'il convient de donner à un prisme, pour achromatiser un prisme donné d'une autre substance, au moyen du diasporamètre de Rochon; voici en quoi consiste cet instrument. Le prisme donné d'angle α' est placé devant une lunette, dans laquelle sont disposés deux prismes d'une même substance et du même angle de 5°. De ces deux prismes, ayant une face commune AB, l'un est fixe, l'autre peut tourner sur la face du contact, en sorte que l'angle des faces opposées M et N de ces prismes peut varier de 0° à 10°. Un limbe qui fait partie de l'instrument indique l'angle de rotation θ pour lequel l'achromatisme a lieu; le zéro du limbe correspond au parallélisme des deux faces M et N. Enfin on peut déduire de θ, l'angle α des deux faces M et N capable

Fig. 274.

d'achromatiser le prisme donné d'angle α', au moyen d'une formule trigonométrique très-simple, dont voici la démonstration.

Soient O un point de la face AB; OZ' une perpendiculaire à la face mobile N, lorsqu'elle est parallèle à la face fixe M; OZ'' la position de cette même perpendiculaire, lorsque les plans M et N font entre eux l'angle α. Les angles ZOZ', ZOZ'' seront égaux à l'angle de l'un des deux prismes, ordinairement de 5°, et que nous désignerons par i; l'angle des deux plans ZOZ', ZOZ'' sera évidemment l'angle θ de rotation; enfin l'angle Z'OZ'' sera égal à l'angle α des deux faces M et N. Or dans le triangle sphérique abc, on aura $\cos. \alpha = \cos.^2 i + \sin.^2 i \cos. \theta$, ou $1 - \cos. \alpha = \sin.^2 i (1 - \cos. \theta)$, ou enfin $\sin. \frac{\alpha}{2} = \sin. i \sin. \frac{\theta}{2}$.

510. Le calcul indique la relation qui doit exister entre les rayons de courbure des deux lentilles accolées, citées plus haut, pour qu'elles puissent s'achromatiser mutuellement. Soient r et r' les rayons de la lentille biconvexe, r' et r'' ceux de la lentille biconcave, les distances focales principales a et a' de ces lentilles simples étant données par les équations Lentille achromatique.

$$\frac{1}{a} = \frac{l-1}{r} + \frac{l-1}{r'} \text{ et } \frac{1}{a'} = -\frac{l'-1}{r'} - \frac{l'-1}{r''},$$

la distance focale principale (A) de la lentille double sera donnée par la formule

$$(1)\ \frac{1}{A} = \frac{l-1}{r} + \frac{l-1}{r'} - \frac{l'-1}{r'} - \frac{l'-1}{r''}.$$

Pour que la diffusion des couleurs soit nulle à ce foyer, il faut que A conserve la même valeur lorsqu'on substituera dans le second membre de l'équation précédente, à la place de l et l', indices que nous supposerons appartenir aux rayons rouges, les indices $(l + dl)$, $(l' + dl')$, appartenant aux rayons violets, ce qui exige que l'on ait

$$(2)\ dl : dl' = \left(\frac{1}{r'} + \frac{1}{r''}\right) : \left(\frac{1}{r} + \frac{1}{r'}\right).$$

Lorsque les substances des deux lentilles sont données et que conséquemment leurs indices de réfraction et leurs coefficients de dispersion sont connus; lorsque aussi la distance focale A de la lentille double achromatique doit avoir une grandeur estimée, on a deux équations (1) et (2) entre les trois rayons inconnus r, r', r'', ce qui rend le problème indéterminé. Mais il y a, outre l'aberration de réfrangibilité, un autre genre d'aberration qu'il faut corriger dans les lentilles, et qui introduit en quelque sorte une nouvelle condition, laquelle limite le nombre des solutions.

Aberration de sphéricité. 511. Cette aberration est celle de sphéricité. Elle consiste en ce que les rayons lumineux, qui émergent d'une lentille dans le voisinage de ses bords, ne concourent réellement pas au même point que ceux qui émergent tout près de l'axe. On diminue beaucoup cette cause de confusion dans les images par réfraction, en plaçant devant la lentille un diaphragme pour arrêter les rayons venant de ces bords. Ce moyen de correction exige l'emploi de très-grandes lentilles, si l'on veut en même temps ne pas affaiblir la lumière réunie au foyer.

La difficulté de construire des lentilles de verre bien homogènes, de 3 à 4 pieds d'ouverture, avait fait imaginer de construire des lentilles creuses, formées de deux plaques de verre courbes, et qu'on remplissait d'un liquide. Mais il était difficile de mastiquer assez parfaitement les joints des deux plaques de verre, pour qu'ils ne laissassent pas échapper le liquide, ce qui exigeait un entretien constant. En outre l'inégale distribution de la chaleur, impossible à éviter dans une grande masse fluide, produisait des courants partiels, et par suite des stries qui altéraient les images.

Buffon a imaginé, le premier, de diminuer l'épaisseur des verres convergents, qui affaiblit la lumière émergente, en construisant des *lentilles à échelons*. Pour façonner une lentille de cette espèce, il faut couper chaque face, LAL', par des surfaces cylindriques de rayons OK, OK', et enlever des portions cylindriques de verre, telle que *mnnm*, *pqqp*,... en laissant aux nouvelles surfaces *nn*, *qq*,... le même rayon que celui de la surface LAL'. Mais cette nouvelle forme de verre convergent est d'une construction difficile, et exige encore de grandes masses de verre sans stries ni globules intérieurs. Fresnel, guidé par cette première idée, a eu celle de composer une lentille à échelons de plusieurs morceaux, courbes d'un côté et plans de l'autre; les anneaux ou échelons sont construits chacun séparément de plusieurs segments, réunis suivant des surfaces planes méridiennes; toutes ces différentes parties sont collées les unes aux autres, et enchâssées dans un cadre qui les maintient dans les positions qu'elles doivent occuper.

FIG. 275.

Fresnel a déduit de ce mode de construction un moyen très-efficace de corriger l'aberration de sphéricité. Il consiste dans une modification particulière que l'on fait subir aux courbures des anneaux; leurs surfaces non-seulement ne sont pas prises sur la même sphère, mais encore n'ont pas une forme sphérique; ce sont autant de surfaces de révolution autour de l'axe de la lentille, et dont la courbure dans le sens du plan méridien diffère de celle perpen-

diculaire à ce plan, de telle manière que le foyer principal soit un point unique. Les lentilles construites sur ce principe donnent des effets lumineux et calorifiques considérables. Fresnel les a utilisées dans le nouvel appareil d'éclairage par réfraction, que l'on substitue maintenant en France aux phares par réflexion.

Explication de l'arc-en-ciel.

512. La composition de la lumière blanche, et les différences de réfrangibilité des diverses couleurs, ont conduit Newton à une explication complète du phénomène de l'arc-en-ciel. Il convient de développer ici cette application curieuse du fait de la dispersion, et des mesures qu'a exigées son étude. Le phénomène de l'arc-en-ciel se produit toutes les fois qu'un nuage se résout en pluie, dans un lieu du ciel opposé à celui qu'occupe le soleil par rapport à l'observateur, quand cet astre est peu élevé au-dessus de l'horizon, et qu'il n'est pas caché par d'autres nuages. On aperçoit presque toujours deux arcs différents, qui offrent les couleurs du spectre solaire, mais dans un ordre inverse; dans l'arc intérieur, qui est beaucoup plus vif en couleurs, le rouge est en haut et le violet en bas; l'inverse a lieu pour l'arc supérieur.

La décomposition de la lumière, qui s'opère dans ces circonstances, indique que le phénomène est dû au passage de la lumière dans un milieu réfringent autre que l'air, et terminé par des surfaces non parallèles. La présence du soleil dans une partie sereine du ciel, tandis qu'un nuage se résout en pluie, conduit à regarder les gouttes de pluie comme le milieu réfringent que traverse la lumière solaire. Enfin l'opposition du nuage au soleil fait conclure que la lumière, réfractée dans chaque goutte de pluie, doit éprouver au moins une réflexion intérieure avant d'émerger vers l'œil de l'observateur. Nous allons suivre toutes les conséquences de cette explication.

Les gouttes d'eau qui se forment dans le nuage doivent être sphériques, puisque, obéissant dans toutes leurs parties à l'action de la pesanteur, l'attraction moléculaire doit seule déterminer leur forme. Le mouvement vertical des gouttes de pluie n'a pas besoin d'être considéré ici, car à cause de l'épaisseur du nuage et du grand nombre de gouttes qui s'y forment, on peut supposer qu'à tout instant, et pour un rayon visuel quelconque dirigé vers le nuage ou vers l'ondée qu'il projette au-dessous de lui, il y a plusieurs gouttes d'eau.

Puisque le phénomène de l'arc-en-ciel n'apparaît à l'observateur que dans certaines directions, il faut en conclure que la lumière réfractée dans une des gouttes de pluie, et réfléchie intérieurement

avant son émergence, ne donne la sensation nette de la décomposition qu'elle opère, que lorsque cette goutte est dans une certaine position, par rapport à l'œil ; ou, ce qui revient au même, que tous les rayons lumineux qui émergent de cette goutte ne sont pas *efficaces*, ou propres à produire sur l'œil l'impression du phénomène.

FIG. 276. Pour savoir à quoi tient cette efficacité, soient : *i*CM le grand cercle d'une goutte sphérique dont le plan passe par un point du soleil et l'œil de l'observateur ; S*i* un rayon solaire tombant, suivant une incidence a, sur la goutte dans laquelle il pénètre en faisant un angle b de réfraction, lié à a par l'équation fondamentale $\sin. a = l \sin. b$; l est l'indice de réfraction relatif à l'eau ; sa valeur est à très-peu près $\frac{108}{81}$ pour la lumière rouge, et $\frac{109}{81}$ pour les rayons violets. Supposons qu'après s'être réfléchie un nombre n de fois, la portion de lumière qui aura échappé à toutes les pertes par réfraction, faites à chaque réflexion intérieure, émergent suivant la direction *e*L.

FIG. 277. Le rayon émergent *e*L fera avec la direction constante du rayon incident, un angle $eDi = D$, variable avec a et b, et qu'il est facile de déterminer. Pour cela, soit OC un rayon du cercle *i*M*e* parallèle à S*i* ; l'arc C*i* aura évidemment pour mesure a ; l'arc soutendu par le rayon lumineux, entre la réfraction à l'entrée et la première réflexion, ou entre deux réflexions successives, ou enfin entre la dernière réflexion et la réfraction à la sortie, sera le même, et égal à $(\pi - 2b)$. La lumière, pour arriver de i en e, se sera ainsi réfléchie plusieurs fois sur un arc total égal à $(n + 1)(\pi - 2b)$, dont le milieu M sera à une distance $\frac{n+1}{2}(\pi = 2b) + a$ du point C. Or cet arc CM, diminué d'autant de fois 2π qu'il peut le contenir, est évidemment égal à π augmenté ou diminué de l'arc qui mesurerait la moitié de l'angle D de déviation des rayons incident et émergent, ce qui fera connaître cet angle.

L'arc $CM = \frac{n+1}{2}(\pi = 2b) + a = \pi \pm \frac{D}{2}$, et par suite l'angle de déviation D, varient avec l'indice a, en sorte que deux rayons incidents très-voisins S*i* S'*i'* qui sont parallèles, donneront en général

FIG. 278. deux rayons émergents non parallèles entre eux, et leur divergence les rendra *inefficaces*, ou incapables de donner à un œil, trop éloigné pour les recevoir tous les deux, l'impression du faisceau lumineux (S*i*, S*i'*). Mais il existe une certaine incidence a pour laquelle l'arc CM ne change pas lorsqu'on y change a en $(a + da)$ et par suite b en (b et db); pour cette incidence les rayons solaires très-voisins S*i*, S*i'*, sortiront parallèles à leur émergence, et seront *efficaces*, ou propres à donner à un œil qui pourra les re-

cevoir tous deux, quelque éloigné qu'il soit, l'impression du faisceau (Si, Si').

Les valeurs de a et b correspondantes au faisceau efficace de rayons incidents, sont ainsi données par la condition que la différentielle de CM soit nulle, ou que $da = (n+1)\,db$; l'équation sin. $a = l$ sin. b, d'où cos. $a da = l$ cos. $b db$, rapprochée de la relation précédente, fournira, pour déterminer a et b, les deux équations: sin. $a = l$ sin. b, et $(n+1)$ cos. $a = l$ cos. b; d'où

$$(1)\ \cos.\, a = \sqrt{\frac{l^2-1}{(n+1)^2-1}}\,;\ \text{et}\ \cos.\, b = \frac{n+1}{l}\sqrt{\frac{l^2-1}{(n+1)^2-1}}\,;$$

et a et b étant connus, l'angle de déviation sera donné par la formule

$$\pi \pm \frac{D}{2} = \frac{n+1}{2}(\pi - 2b) + a : a,\ b$$

dépendant de l, on voit que l'angle de déviation des rayons efficaces variera avec la couleur de ces rayons, ou que ceux qui donneront les impressions des différentes couleurs arriveront à un même œil dans des directions différentes.

Il est à remarquer que des rayons lumineux émergents ne sauraient être efficaces s'il n'y avait pas de réflexion intérieure, et que la lumière ne fît que traverser la goutte d'eau; car l'hypothèse $n = 0$, dans la formule (1), donne cos. $a = l'infini$, c'est-à-dire que deux rayons émergents très-voisins ne peuvent être parallèles pour aucune incidence. C'est ce qui explique la nécessité de l'opposition du nuage et du soleil dans le phénomène de l'arc-en-ciel. Les réflexions intérieures diminuant considérablement la quantité de lumière émergente, on doit prévoir d'avance que les deux arcs observés dans le phénomène de l'arc-en-ciel sont dus à des rayons sortis efficaces des gouttes d'eau, après une et deux réflexions seulement.

Soit maintenant $n = 1$, auquel cas les rayons incidents Si, S$'i'$, FIG. 179.
se réfléchissent intérieurement au même point M, pour sortir parallèles et efficaces, on aura

$$\cos.\, a = \sqrt{\frac{l^2-1}{3}},\ \cos.\, b = \frac{2}{l}\sqrt{\frac{l^2-1}{3}},\ \text{et}\ D = 4b - 2a\,;$$

si l'on fait dans ces formules $l = \frac{108}{81}$, indice de réfraction relatif à l'eau pour la lumière rouge, on obtient $a = 59°22'30''$ et $D = 42°1'40''$; si l'on y fait au contraire $l = \frac{109}{81}$, indice de réfraction correspondant aux rayons violets, on trouve $a = 58°$, et $D = 40°17'$.

D'après cela si l'on imagine, par l'œil de l'observateur, des lignes parallèles aux rayons qui viennent de tous les points du disque du soleil, et qui soutendent un angle maximum d'environ 30′; que l'on regarde chacune de ces lignes comme l'axe d'un cône droit dirigé vers le nuage, ayant un angle au centre de 42° 1′ 40″, et son sommet dans l'œil, l'espace annulaire compris entre tous ces cônes devra contenir tous les rayons visuels suivant la direction desquels l'œil recevra des rayons efficaces rouges; ce qui donnera l'impression d'une bande rouge de 30′ environ d'épaisseur; 30′ étant la valeur moyenne de l'angle soutendu par le diamètre du soleil vu de la terre. Cette bande aurait encore une largeur sensible, lors même que le soleil se réduirait à un point, parce que la valeur de l change notablement pour les rayons d'une même teinte. On obtiendrait une bande violette en prenant pour angle au centre d'un des cônes dont nous venons de parler, l'angle de déviation 40° 17′ correspondant aux rayons violets, efficaces après une seule réflexion intérieure dans les gouttes d'eau. Les cinq bandes des autres couleurs principales du spectre solaire s'obtiendraient de la même manière. Toutes ces bandes se superposeront en partie, et occuperont ainsi une largeur totale de 1° 45′ augmentée de 30′, à cause du diamètre apparent du soleil.

Or l'observation a appris à Newton que l'ordre des couleurs, les angles au centre des cônes qui ont pour somme l'œil de l'observateur, et qui s'appuient sur les limites des bandes, enfin les largeurs de ces bandes elles-mêmes, sont précisément celles que nous venons d'indiquer pour l'arc intérieur de l'arc-en-ciel. On doit donc conclure de cette vérification complète que l'explication qui vient d'être donnée de ce phénomène est la véritable, et que l'arc intérieur, ou le plus vif en couleurs, est dû aux rayons réfractés dans les gouttes de pluie, devenus efficaces après une seule réflexion intérieure.

Soit maintenant $n=2$, auquel cas les rayons incidents parallèles Si, S′$i′$, se croisent d'abord après la réfraction à leur entrée
FIG. 280. dans la goutte d'eau, deviennent parallèles après la 1re réflexion intérieure, et se croisent de nouveau après la seconde, pour sortir enfin parallèles et efficaces; on aura :

$$\cos. a=\sqrt{\frac{l^2-1}{8}},\ \cos. b=\frac{3}{l}\sqrt{\frac{l^2-1}{8}},\ D=\pi-6b+2a;$$

on en déduira : $a=71°50'$; $b=45°27'$; $D=59°50'$, pour les rayons rouges, et $a=71°26'$; $b=44°47'$; $D=54°9'$, pour les

rayons violets. Ainsi, pour l'arc-en-ciel qui résulterait de ces nombres, la bande rouge serait en dedans, la bande violette en dehors, et l'arc total occuperait une étendue de 3°10′. Ces dimensions et ces conséquences sont précisément celles que l'observation indique pour l'arc extérieur, ou le plus pâle, que l'on remarque dans le phénomène de l'arc-en-ciel.

On voit une quantité plus ou moins grande de l'arc-en-ciel, suivant la hauteur du soleil. Quand cet astre est près de l'horizon, l'arc est à peu près un demi-cercle ; on en voit une portion d'autant moindre que le soleil est plus élevé ; lorsque son élévation est de 42° environ, l'arc intérieur n'existe pas, et l'on ne voit plus qu'une portion de l'arc extérieur ; enfin, lorsque le soleil est à 54° au-dessus de l'horizon, les deux arcs disparaissent. Pour voir plus d'un demi-cercle, ou même un cercle entier, il faudrait que l'observateur fût placé au sommet d'une montagne, que le soleil fût à l'horizon, ou même un peu au-dessous, et que le nuage qui se résout en pluie fût très-voisin de l'observateur.

La lumière de la lune peut aussi former un arc-en-ciel, mais dont les couleurs sont pâles et fauves. Dans le nord, on observe souvent en hiver un cercle complet, dont le soleil ou la lune occupe le centre, mais dont les couleurs ne se distinguent pas facilement ; ce phénomène, connu sous le nom de *halos*, est attribué à la lumière réfractée dans des cristaux de glace, ayant la forme d'aiguilles très-fines, qui sont suspendus dans l'atmosphère, et que l'on aperçoit même souvent à la surface de la terre. Le phénomène curieux des *parhélies*, dont la cause n'est pas encore bien connue, et dans lequel on distingue des arcs blancs et brillants, qui réunissent des disques figurant de faux soleils, ne saurait être attribué qu'à de la lumière réfléchie, peut-être par les mêmes cristaux en aiguille qui produisent les halos, car l'absence des couleurs doit faire rejeter toute explication fondée sur la réfraction.

TRENTE-TROISIÈME LEÇON.

De la vision. — Description de l'œil. — Ajustement de l'œil. Distance de la vue distincte. — Défauts de l'œil Presbytisme et myopisme. — Angle visuel; grandeur apparente. Angle optique; estimation de la distance. Grandeur réelle. — Persistance des impressions sur la rétine; applications de ce phénomène. — Images et couleurs accidentelles. — Auréoles accidentelles. Influence réciproque des couleurs voisines; applications de ce phénomène. — Théorie générale des apparences accidentelles.

De la vision. 513. Pour étudier avec certitude les phénomènes lumineux, il est indispensable de suivre la marche de la lumière dans l'œil, et d'analyser les sensations que fait naître cet organe. Car les propriétés et les imperfections du sens de la vue peuvent donner lieu à des illusions, ou à de faux jugements, dont il importe de découvrir la cause pour les éviter. Il serait impossible, en outre, de comprendre l'utilité des instruments d'optique, si l'on ne connaissait pas la constitution intérieure de l'œil, et les modifications éprouvées par les rayons lumineux qui le pénètrent. Telles sont les raisons puissantes qui forcent le physicien de s'occuper de la vision, quoiqu'elle paraisse appartenir spécialement à la physiologie. D'ailleurs l'œil est destiné à recevoir directement l'action de la lumière, pour la transmettre ensuite au nerf optique; or tout ce qui précède le système nerveux dans l'organisation est influencé par les agents extérieurs à la manière des corps inertes; nous devons donc suivre ces agents dans les organes intermédiaires, tant qu'ils obéissent uniquement aux lois ordinaires de la physique, pour ne les abandonner que là où le principe de la vie vient évidemment compliquer leurs effets.

Description de l'œil. 514. L'œil est contenu dans une cavité qu'on nomme *orbite*. Son enveloppe de forme à peu près sphérique, est une membrane épaisse et fibreuse, d'un tissu ferme et serré, opaque dans sa plus grande partie, qui est postérieure et prend le nom de *sclérotique* ou de *cornée opaque*, transparente au contraire vers sa partie antérieure qui a une courbure plus grande, et que l'on appelle *cornée*

Fig. 281.

transparente, ou simplement cornée. Deux membranes sont fixées au point où la sclérotique est liée à la cornée transparente. L'une de ces membranes est l'*iris* qui donne à l'œil sa couleur; elle est opaque, composée de fibres musculaires, orbiculaires et rayonnantes, et percée vers son centre d'une ouverture circulaire variable de grandeur, qui est la *pupille* ou la *prunelle*. La seconde membrane placée derrière l'iris est la *couronne ciliaire*, dans laquelle est enchâssé un corps solide diaphane, de forme lenticulaire, appelé le *cristallin*. Sur la face interne de la cornée opaque, est une membrane renfermant une matière colorante assez foncée, que l'on nomme la *choroïde*. Enfin, la partie médullaire du nerf optique, qui aboutit au fond de l'œil, s'épanouit en une dernière membrane, mince, blanchâtre et demi-transparente, qui s'applique sur la choroïde, et qui est appelée la *rétine*. La couronne ciliaire et le cristallin séparent l'intérieur de l'œil en deux chambres; dans la chambre antérieure se trouve l'*humeur aqueuse*, dans la chambre postérieure l'*humeur vitrée*. Le cristallin est composé de couches de densités différentes dont le pouvoir réfringent va en croisant de la circonférence au centre. On appelle *axe optique* de l'œil la ligne suivant laquelle il dirige son axe de figure pour voir nettement les objets.

Voici quelles sont les dimensions moyennes des différentes parties de l'œil humain :

	millimètres.		
Rayon de courbure de la cornée opaque de . .	10	à	11
Rayon de courbure de la cornée transparente .	7	à	8
Diamètre de l'iris	11	à	12
Diamètre de la prunelle	3	à	7
Épaisseur de la cornée transparente	1	»	»
Distance de la pupille à la cornée	2	»	»
Rayon antérieur du cristallin	7	à	8
Rayon postérieur du cristallin	5	à	6
Diamètre ou ouverture du cristallin	10	»	»
Épaisseur du cristallin	5	»	»
Longueur de l'axe de l'œil	22	à	24

On a mesuré avec soin les indices de réfraction des différentes substances diaphanes comprises dans l'œil. L'indice principal relatif à l'eau étant 1,336, l'humeur aqueuse a pour indice moyen 1,337 ; l'enveloppe extérieure du cristallin 1,377, sa partie moyenne 1,379 , sa partie centrale 1,399; enfin l'humeur vitrée 1,339.

Marche de la lumière dans l'œil.

515. La marche de la lumière dans l'œil est analogue à celle qu'elle suit dans plusieurs lentilles réunies. Quand un faisceau de rayons lumineux, partis d'un point extérieur situé sur l'axe optique, traverse la cornée transparente et pénètre dans l'humeur aqueuse, la divergence de ce faisceau diminue par cette première réfraction ; ceux des rayons qui passent à travers la pupille éprouvent une nouvelle réfraction à la surface antérieure du cristallin, laquelle tend encore à la convergence ; enfin, lorsqu'ils sortent du cristallin pour entrer dans l'humeur vitrée dont le pouvoir réfringent est moindre, leur convergence est définitive, et si le point lumineux est suffisamment éloigné, les rayons transmis vont former une image réelle en un foyer situé sur la rétine, ou très-près de cette membrane.

L'expérience et le calcul prouvent que, lorsque le point sur lequel l'œil est fixé, est placé à une distance telle que la vision s'opère avec le moins d'effort, c'est que les faisceaux lumineux incidents ont précisément le degré de divergence nécessaire pour que leurs lieux de concours soient sur la rétine même. On a conclu de là que la sensation de la vue est due à l'impression que la lumière produit sur la rétine, lorsqu'elle s'y concentre en un même point, ou dans un très-petit espace. Cette analyse rapide de la marche des rayons lumineux dans l'œil, prouve que toutes les parties de cet organe se comportent à la manière des corps diaphanes inorganiques, à l'exception de la rétine qui fait partie du système nerveux.

Distance de la vue distincte.

516. La distance à laquelle un objet doit être placé, pour que l'œil voie avec moins d'effort, est une première limite appelée la *distance de la vue distincte ;* mais lorsque l'objet s'éloigne au delà, la vue conserve encore assez de netteté, jusqu'à une certaine limite, passé laquelle la vue est confuse. L'espace qui sépare ces deux limites porte le nom de champ de la vision. La distance de la vue distincte varie d'un individu à l'autre, et souvent pour chaque individu d'un œil à l'autre ; elle est le plus généralement de trente centimètres ; le champ de la vision présente des variations semblables. Les dimensions de l'œil étant connues, ainsi que les pouvoirs réfringents de ses diverses substances, le calcul indique que les distances focales de deux points lumineux, situés aux deux limites du champ de la vision, diffèrent de $\frac{1}{6}$ environ du diamètre de l'œil.

Ajustement de l'œil.

517. Ainsi lorsque le point radieux se trouve à plus ou à moins de 30 centimètres, pour un œil ayant une vue ordinaire, son foyer est devant ou derrière la rétine. Dans les deux cas, le faisceau ré-

fracté se projette sur cette membrane suivant un petit cercle, et il faut expliquer comment l'œil peut encore percevoir nettement la sensation du point lumineux. Or lorsqu'un objet est placé devant une lentille, et qu'on cherche son foyer conjugué en promenant un écran derrière le verre réfringent, l'expérience indique que l'image peut paraître encore nette, quand l'écran s'éloigne un peu en deçà ou au delà du foyer. Il est donc permis d'admettre que la rétine transmet au cerveau la sensation nette d'un point lumineux, non-seulement lorsque les rayons qu'elle a reçus sont tombés sur un seul de ses points, mais encore lorsqu'ils se projettent dans un petit espace circulaire, dont le rayon ne dépasse pas une certaine limite; la sensation ne serait confuse que si cette limite était dépassée.

Plusieurs faits viennent à l'appui de cette explication : lorsqu'un œil bien constitué fait effort pour voir le plus nettement possible un objet placé plus près de l'œil que la distance de la vue distincte, on remarque que l'iris se dilate de manière à rétrécir l'ouverture de la prunelle; ce qui tend à diminuer le rayon du petit cercle projeté sur la rétine par le faisceau parti de chaque point de l'objet. Lorsqu'un objet est presqu'en contact avec la cornée transparente, l'œil n'en éprouve qu'une sensation confuse, mais lorsqu'on interpose entre l'œil et l'objet une carte percée d'un petit trou, le faisceau correspondant à chaque point diminue de largeur, et l'objet est encore vu nettement.

Cette propriété que possède l'œil de percevoir des images, également nettes, d'objets placés à des distances différentes, avait fait penser que l'œil pouvait modifier les courbures et les densités de ses différentes parties, de manière à ramener le foyer du point qu'il regardait, sur la rétine elle-même. On a cru, par exemple, que la cornée transparente change de courbure lorsque l'œil contemple successivement deux points, l'un très-voisin et l'autre très-éloigné ; mais l'image d'un objet, vu par réflexion sur cette cornée, conserve la même grandeur dans les deux circonstances; ce qui ne serait pas si la courbure changeait. D'ailleurs en plaçant devant l'œil un tube cylindrique, terminé par une lentille biconvexe et rempli d'eau, liquide dont le pouvoir réfringent est le même que celui de l'humeur aqueuse, l'œil conserve la propriété de voir également des objets diversement éloignés; ce qui indique l'inutilité de la variation de courbure de la cornée transparente.

On a cru aussi que le cristallin se gonfle ou se dilate vers son centre, à la manière des muscles, pour augmenter ou diminuer

son pouvoir réfringent et sa courbure, de manière à faire converger les rayons émergents, en des points plus ou moins rapprochés. Mais cette similitude du cristallin avec la substance musculaire n'existe pas : car l'électricité qui traverse un muscle frais le contracte, tandis qu'elle ne fait éprouver aucune modification au cristallin.

M. Lehot a émis une autre théorie de la vision, qui consiste à regarder les différentes parties de l'humeur vitrée, comme pouvant transmettre directement au cerveau les impressions qui y sont produites par la lumière qui converge vers chacune d'elles ; les corps y formeraient alors des images à trois dimensions, et l'on se rendrait compte facilement de la propriété, dont jouit l'œil, de percevoir des sensations nettes et distinctes, d'objets très-diversement éloignés. Mais outre la difficulté d'attribuer à l'humeur vitrée, vu sa nature et sa contexture, une sensibilité analogue à celle des nerfs, d'autres physiciens ont objecté à cette théorie l'impossibilité qui existait, suivant eux, d'expliquer dans cette hypothèse l'illusion complète que produisent les peintures à fresque et en grisaille, les diorama, ou des tableaux parfaitement peints et convenablement éclairés, dont on cache les cadres.

Absence des aberrations dans l'œil.

518. La décomposition du cristallin par couches de densités différentes, tend évidemment à diminuer l'aberration de sphéricité de ce corps lenticulaire ; car les rayons traversant les parties les plus voisines des bords, qui sont moins réfringentes que les parties centrales, tendent à concourir au même foyer que les rayons qui émergent près du centre. L'iris fait d'ailleurs fonction de diaphragme pour arrêter les rayons qui tomberaient sur le cristallin trop près de ses bords ; sa position dans l'intérieur de l'œil rend même son effet plus avantageux que celui des diaphragmes placés devant les lentilles des chambres obscures.

Les différentes réfractions qui s'opèrent dans l'œil ayant toutes lieu dans le même sens, cet organe ne saurait être achromatique. L'absence des bandes colorées dans les images, excepté dans des cas extrêmement particuliers, doit être attribuée au peu de largeur des faisceaux lumineux qui passent par l'ouverture de la prunelle et principalement à ce que la distance focale de l'œil étant très-petite, les rayons inégalement réfrangibles ne peuvent jamais être fort écartés l'un de l'autre.

Défauts de l'œil.

519. On emploie des verres biconvexes pour corriger l'altération de la vue appelée *presbytisme*, due à l'aplatissement de la partie antérieure de l'œil ou du cristallin, et qui recule derrière la rétine le foyer des rayons partis d'un point placé à la distance de la vue

distincte ordinaire. Le presbytisme est commun chez les vieillards, à cause du dessèchement des organes que l'âge amène avec lui. Les lentilles biconvexes, en diminuant la divergence des rayons avant leur entrée dans l'œil, ramènent le foyer dont nous venons de parler sur la rétine elle-même.

On emploie au contraire des verres biconcaves pour remédier au défaut opposé, connu sous le nom de *myopisme*, dû à une trop grande courbure de la partie antérieure de l'œil, et qui fait converger au-devant de la rétine les faisceaux partis des objets placés à la distance de la vue distincte ordinaire ; ce genre de lentille, en augmentant la divergence des rayons lumineux avant leur entrée dans l'œil, ramène le foyer de la vue distincte sur la rétine.

Mais les personnes qui font usage de lunettes ordinaires ne voient distinctement que les objets ne s'éloignant pas trop de l'axe de la vision ; il y a incertitude pour les objets dont les rayons n'arrivent à l'œil qu'en traversant les bords des verres, où ils éprouvent une grande réfraction. Wollaston a imaginé, pour remédier à cet inconvénient, des verres lenticulaires qu'il a appelés *périscopiques*, et qui sont concaves vers l'œil et convexes du côté opposé ; pour les presbytes le rayon de la partie concave doit l'emporter sur celui de la surface convexe ; l'inverse doit avoir lieu pour les myopes. La forme de ces verres est telle que les rayons, qui arrivent obliquement à l'axe de la vision, tombent encore à peu près normalement à leur surface convexe ; ce qui fait disparaître les grandes réfractions ayant lieu sur les bords des verres ordinaires. Fig. 282.

520. L'image d'un objet sur la rétine est évidemment renversée par rapport à la position de l'objet lui-même. Nous jugeons cet objet droit par la conscience des différents mouvements que nous sommes obligés d'imprimer aux axes optiques de nos yeux, pour regarder successivement les différentes parties de cet objet, en les abaissant de son sommet à sa partie inférieure. Le renversement des images au fond de la rétine, peut être constaté avec un œil de bœuf frais, dont on amincit la sclérotique ; en promenant devant cet œil une bougie, on voit distinctement par derrière une image renversée de la bougie. L'expérience est plus facile en se servant de l'œil d'un lapin albinos, dont la sclérotique est transparente. Images sur la rétine. Fig 283.

521. Lorsque nos deux yeux se fixent sur un même point, les deux images transmettent au cerveau la sensation d'un point unique. Cette unité de sensation doit être attribuée à l'habitude que nous avons acquise de rapporter à un même objet les deux impressions faites sur les points correspondants des deux rétines ; et en effet, si Sensation unique produite sur les deux yeux.

l'on presse légèrement le coin d'un des deux yeux, de manière à déranger son axe optique, les deux images n'étant plus sur les parties habituellement correspondantes des deux rétines, le point regardé paraît double.

Angle visuel. Grandeur apparente.

522. Les lignes droites menées des extrémités d'un objet au milieu de la prunelle, forment ce qu'on appelle l'***angle visuel.*** Les axes des deux faisceaux lumineux partis de ces extrémités, et réfractés à la sortie du cristallin pour entrer dans l'humeur vitrée, font un autre angle dont le sommet est vers le cristallin et dont la base est la grandeur de l'image sur la rétine. Ces deux angles ne sont pas égaux, ce qui fait que la grandeur de l'image sur la rétine, ou la véritable grandeur apparente, n'est pas réellement proportionnelle à la grandeur réelle pour une distance constante; mais on peut admettre cette proportionnalité dans le plus grand nombre de cas, et prendre l'angle visuel pour mesure de la grandeur apparente.

Angle optique.

523. Lorsque les deux axes optiques sont fixés sur un même point, ils forment entre eux un angle connu sous le nom d'***angle optique,*** et qui est plus ou moins grand, suivant que le point considéré est plus ou moins voisin. La conscience du mouvement que nous imprimons à nos deux axes optiques, nous permet de juger de la distance des objets sur lesquels nous les fixons; mais lorsque ces objets sont très-éloignés, l'angle optique est trop petit et trop peu variable, pour que cette estimation puisse être exacte. Il résulte de là une imperfection de l'organe de la vue, quand il s'agit de juger le véritable rapport des distances des objets éloignés; cette imperfection est la cause d'un grand nombre d'illusions. Ainsi, une longue avenue, bordée de deux rangées d'arbres égaux en grandeur, nous paraît se rétrécir au loin, et les arbres y semblent plus petits. Le plancher, le plafond, et les parois latérales d'une longue galerie semblent se rapprocher vers son extrémité la plus éloignée de nous. Une longue pièce d'eau, que nous rapportons au plan de niveau qui passe par nos yeux, semble se relever à l'horizon. Enfin, une tour très-élevée, vue d'en-bas et comparée à la verticale qui passe par un de nos yeux, lorsque nous en regardons le sommet, paraît penchée vers le haut.

L'intensité plus ou moins grande de la lumière qui nous est envoyée d'un objet, et qui décroît, toutes choses égales d'ailleurs, à mesure que cet objet est plus éloigné, est aussi un des éléments de l'estimation de la distance. Mais les changements qui surviennent dans l'atmosphère faisant varier beaucoup la quantité de lumière absorbée par l'air, dans un même trajet, cette base de nos jugements

les rend souvent fort erronés. Lorsque des personnes, habituées à juger des distances dans des pays de plaines, et sous des latitudes où l'atmosphère est rarement exempte de brouillards et de courants, se trouvent transportées au milieu des montagnes ou près de l'équateur, elles portent des jugements faux sur presque toutes les distances.

524. Le jugement que nous portons sur la grandeur réelle des objets, résulte d'une combinaison de la grandeur apparente et de l'estimation de la distance. Les erreurs qui accompagnent souvent cette dernière estimation, produisent des illusions lors du jugement composé de la grandeur réelle; les objets que nous rapportons à une distance trop petite ou trop grande, nous paraissent plus grands ou plus petits qu'ils ne sont réellement. Ces illusions sont fréquentes pendant la nuit, lorsque l'obscurité empêche de distinguer le lieu réel des objets et leur position relative. Grandeur réelle.

525. Un fait signalé par Mariotte indique que toutes les parties de la rétine ne sont pas également sensibles à l'impression de la lumière. Si l'on colle sur un écran vertical noir deux petits cercles de papier blanc, au même niveau et à un pied de distance l'un de l'autre, et si fermant l'œil gauche on s'éloigne de l'écran, en fixant normalement l'œil droit sur le cercle de gauche, à 4 pieds ½ de distance le cercle de droite, qu'on n'avait pas cessé de voir jusque-là, disparaît complétement, et reparaît lorsque l'on s'éloigne encore. Le lieu où se projette l'image qui disparaît, correspond sur la rétine à l'origine du nerf optique. Partie insensible de la rétine.

526. La sensation produite par la lumière sur la rétine a une durée appréciable, comme le prouve l'arc lumineux que l'on aperçoit, quand on fait tourner rapidement devant l'œil un charbon ardent, attaché à l'extrémité d'une fronde. Il résulte évidemment de cette apparence que l'impression produite par le charbon, lorsqu'il occupe une certaine position, dure encore quelque temps après que cette position est dépassée. Cette persistance explique un grand nombre d'illusions du même genre, telles que l'augmentation du volume apparent d'une corde sonore en vibration, la disparition des rais d'une roue qui tourne avec rapidité, la traînée lumineuse qui accompagne la chute d'un météore, etc. On peut encore constater cette persistance en fixant les yeux sur un corps lumineux ou très-éclairé, et les fermant ensuite subitement; presque toujours l'image de l'objet subsiste encore quelque temps sans modification; mais à cette image succède le plus souvent, et avec beaucoup de rapidité, l'apparence d'une image toute différente, et qui appar- Persistance des impressions sur la rétine.

tient à une autre classe de phénomènes dont nous parlerons bientôt, en sorte que la continuation de l'impression primitive est difficile à saisir.

On a essayé de mesurer la durée de l'impression produite sur la rétine par un phénomène lumineux instantané. D'Arcy se servait à cet effet de l'expérience du charbon mobile, qu'il faisait tourner de plus en plus rapidement, jusqu'à ce que l'arc lumineux formât un anneau complet d'un éclat uniforme; il prenait alors le temps d'une révolution pour la durée de l'impression. Mais en réalité cette expérience ne donne que le temps pendant lequel l'impression conserve sensiblement la même intensité; celui qu'elle met à s'affaiblir avant de disparaître ne saurait être apprécié par ce procédé.

Il faut alors se servir d'un instrument imaginé par M. Aimé, et qui consiste en deux disques de carton parallèles, mobiles sur le même axe avec des vitesses égales mais de sens contraires, que l'on peut faire varier à volonté. Le premier de ces disques est percé d'un grand nombre d'ouvertures en forme de secteurs et également distantes; le second ne présente qu'une seule ouverture semblable. Lorsqu'on place cet appareil en face d'une vive lumière, telle qu'un large faisceau de rayons introduit dans une chambre obscure, l'œil placé sur l'axe commun des deux disques en mouvement aperçoit des traces lumineuses dont l'étendue varie avec la vitesse de rotation; lors d'un mouvement lent, il ne voit qu'un seul secteur lumineux, qui paraît dans une nouvelle position, chaque fois que l'ouverture unique du second carton coïncide avec l'une des ouvertures de l'autre disque; mais si la vitesse est augmentée, l'impression produite par une de ces coïncidences peut subsister encore lorsque la suivante a lieu, et l'œil aperçoit à la fois deux secteurs lumineux; il peut en voir trois ou plus encore pour de plus grandes vitesses de rotation. Dans ces circonstances, la durée totale de l'impression est au moins égale à la moitié du temps que l'ouverture unique, animée de la vitesse de rotation connue, emploierait à parcourir l'espace occupé par les secteurs aperçus, sur le second disque supposé fixe; on a ainsi un moyen d'évaluer approximativement cette durée.

M. Plateau, à qui l'on doit plusieurs découvertes intéressantes sur la vision, a fait un grand nombre d'expériences en se servant des deux procédés précédents convenablement modifiés; ses recherches l'ont conduit aux conséquences suivantes. Il faut que la lumière agisse pendant un certain temps sur la rétine pour y produire une impression complète. Le temps pendant lequel cette impression

produite peut conserver une intensité égale, après que la lumière a cessé son action, est d'autant plus grand que cette impression est moins intense, ce temps est au plus de $\frac{1}{100}$ de seconde pour l'impression occasionnée par un carton blanc qu'éclaire la lumière du jour, un peu plus grand si le carton est jaune, plus encore s'il est rouge. Au contraire la durée totale de l'impression est d'autant plus grande que la lumière est plus intense, et que son action sur la rétine s'est moins prolongée, pourvu qu'elle ait eu le temps de devenir complète. Lorsque l'impression a été occasionnée par un objet lumineux tel que le soleil couchant, ou par un objet blanc très-éclairé, elle passe souvent par une série de couleurs différentes; dans d'autres circonstances, elle disparaît pour renaître après quelques secondes, disparaître de nouveau, et ainsi de suite.

527. On a fait de nombreuses applications du phénomène de la persistance des impressions sur la rétine. M. Wheatstone l'a utilisé d'une manière fort ingénieuse pour mesurer la vitesse de la lumière électrique, comme nous le verrons plus tard. Lorsqu'un objet se meut avec une grande vitesse, il paraît occuper un espace plus grand que son volume réel, en sorte qu'il est impossible de distinguer sa forme à la vue simple; mais on peut détruire cette apparence trompeuse, et apercevoir la forme réelle du mobile par différents procédés. Le plus simple a été imaginé par M. Plateau; l'appareil qu'il exige se compose d'un disque opaque noirci, de $0^m,25$ de diamètre, percé d'une vingtaine d'ouvertures semblables, distribuées à des distances égales sur une circonférence ayant le même centre que le disque; chacune de ces ouvertures a $0,^m002$ de largeur et $0^m,02$ de hauteur dans le sens des rayons; le disque est mobile autour d'un axe perpendiculaire à son plan. Pour se servir de cet instrument, on se place à une distance assez grande de l'objet mobile dont on veut distinguer la forme; l'œil doit être fixé immédiatement derrière le disque, à la hauteur d'une des fentes; on imprime alors un mouvement de rotation rapide à l'appareil. Les fentes qui se succèdent devant l'œil produisent une bande lumineuse, à travers laquelle on distingue parfaitement la forme du mobile.

Applications du phénomène de la persistance.

Il est facile d'expliquer cet effet : lors du passage rapide d'une des fentes, l'œil perçoit la sensation du corps dans une certaine position, et l'intervalle opaque qui succède à cette fente intercepte de suite les rayons lumineux avant qu'ils puissent produire la sensation de la position voisine; chacune des fentes qui suivent fait voir le corps dans une nouvelle position, et il résulte alors de la

persistance des impressions, que l'œil aperçoit en même temps le mobile en plusieurs endroits séparés. On peut constater de cette manière que les grandes oscillations, qu'on observe souvent dans la flamme d'une chandelle, sont réellement dues à des flammes partielles séparées, qui se succèdent et s'élèvent rapidement pour s'éteindre à une certaine hauteur au-dessus de la flamme principale, laquelle conserve sensiblement les mêmes dimensions. Pareillement, lorsqu'une roue tourne assez rapidement pour qu'on ne puisse distinguer ses rayons à la vue simple, si on la regarde à travers la bande lumineuse du disque mobile, elle paraît alors se mouvoir avec lenteur, de telle manière que ses rayons peuvent être facilement comptés; il existe même plusieurs vitesses de rotation du disque pour lesquelles la roue semble immobile.

Ce dernier exemple nous conduit à un fait signalé par M. Faraday. Lorsque deux roues de même grandeur, et du même nombre de rais, sont animées sur le même essieu de vitesses très-grandes, égales mais de sens contraires, l'œil placé sur leur axe commun aperçoit une seule roue immobile, d'un nombre de rais double. Pour se rendre compte de ce phénomène, il faut remarquer que chaque roue, se mouvant seule, donnerait l'apparence d'un disque de clarté uniforme, par la persistance des impressions égales produites lors du passage rapide des rais dans leurs diverses positions; tandis que, si les deux roues tournent à la fois en sens contraires, l'œil placé sur l'axe commun reçoit une suite d'impressions qui n'ont plus toutes la même intensité: quand les rais d'un des systèmes passent dans les intervalles qui séparent ceux de l'autre, l'impression totale est égale à la somme des impressions que produiraient les deux roues séparées; mais lorsque les rais de la roue la plus éloignée sont masqués par ceux de la roue la plus voisine, l'impression n'est plus produite que par cette dernière. Or il résulte évidemment de l'égalité et de l'opposition des vitesses, que les lieux de croisement, correspondants aux impressions les plus faibles, sont fixes et en nombre double de celui des rais de chaque roue; la persistance de ces diverses impressions doit donc faire apercevoir à l'œil un disque clair rayonné par des rais plus obscurs, occupant les lieux fixes de croisement. Lorsque les vitesses, toujours contraires, ne sont pas égales mais peu différentes, l'apparence est celle d'une roue unique, encore d'un nombre de rais doubles, mais qui se meut avec lenteur dans le sens de la plus grande vitesse.

M. Savart a reproduit des apparences du même genre, et qui s'expliquent de la même manière, dans le but d'étudier la forme

réelle des veines liquides. Un orifice à mince paroi était encastré dans le fond horizontal d'un réservoir entretenu à un niveau constant; derrière la veine verticale et de forme constante qui s'écoulait par cet orifice, M. Savart faisait mouvoir de bas en haut un ruban sans fin, enroulé sur deux tambours, et dont la surface était recouverte de bandes horizontales, alternativement noires et blanches. Lorsque la vitesse ascendante du ruban atteignait celle opposée des différentes parties de la veine, l'œil regardant ce ruban à travers la partie trouble du liquide en mouvement apercevait distinctement des portions plus ou moins larges des bandes du ruban, dans des positions fixes; la largeur de ces portions variait périodiquement avec leur hauteur. M. Savart a conclu de cette apparence que la partie trouble, qui suit une veine contractée, est due à la chute rapide de gouttes séparées, subissant des changements de forme périodiques. La discontinuité du liquide résultait d'ailleurs de ce fait, observé d'abord par M. Savart, que la partie trouble d'une veine de mercure est transparente, c'est-à-dire n'empêche pas de distinguer les objets qu'elle sépare de l'œil.

Le disque mobile de M. Plateau peut servir à produire un autre genre d'illusions, pour lesquelles il convient que les fentes soient remplacées par des ouvertures circulaires et plus étroites. Sur la face du disque opposée à celle où se trouve l'œil, sont dessinées des figures de diverses formes; un miroir plan, disposé en face, permet à l'œil de voir les figures par réflexion, à travers une des ouvertures. Si dans ces circonstances on imprime au disque un mouvement rapide, tel qu'il fût impossible de distinguer les dessins vus directement, l'œil aperçoit dans le miroir, à travers la bande lumineuse produite par le passage rapide des ouvertures, des figures parfaitement distinctes, fixes ou mobiles, suivant la forme et la position relative des dessins.

Par exemple, si le dessin se réduit à des raies noires, dirigées suivant les rayons du disque qui aboutissent aux ouvertures, l'apparence est tout-à-fait semblable au dessin, et conserve une position fixe; on conçoit facilement qu'il en doit être ainsi, puisque l'œil ne reçoit que les impressions séparées qui correspondent au passage des ouvertures, lesquelles lui représentent toujours le dessin dans une même position. Supposons que chaque secteur, compris entre deux raies noires consécutives du dessin précédent, soit partagé en sept secteurs peints des sept couleurs principales du spectre; lors d'une rotation rapide du disque, l'œil qui regarderait directement la face coloriée recevrait l'impression d'une teinte

grisâtre uniforme; mais cette face, vue dans le miroir à travers la bande des fentes, paraît immobile, et toutes ses couleurs restent séparées.

Lorsque la face dessinée présente des points noirs, distribués à des distances égales sur une même circonférence ayant son centre à l'axe de rotation, mais en nombre plus grand ou plus petit que celui des ouvertures, ces points vus dans le miroir à travers la bande des fentes paraissent animés d'un mouvement lent de rotation. Enfin si le dessin est composé de différents dessins partiels, occupant des secteurs égaux, et représentant les positions progressives d'un même objet mobile, l'œil recevant lors du passage de chaque ouverture l'impression d'un de ces tableaux, la conserve jusqu'à l'impression du tableau suivant, et il résulte de cette persistance le même effet que si l'objet représenté était réellement en mouvement. Ces divers exemples suffisent pour faire concevoir tous les effets produits par le *phénakisticope*, le *fantascope*, et d'autres instruments du même genre.

Images accidentelles.

528. Les impressions que la lumière produit sur la rétine sont souvent suivies d'un phénomène d'un autre genre que celui de leur persistance ; quelquefois l'image primitive se conserve pendant un temps plus ou moins court, puis elle est remplacée par une autre image d'un aspect différent ; mais dans la plupart des circonstances cette image transformée se montre de suite, après que la lumière a cessé d'agir sur l'organe. Lorsqu'on fixe les yeux constamment au même point d'un objet coloré, placé sur un fond noir, on remarque d'abord que l'intensité de la couleur s'affaiblit graduellement, et quand on dirige ensuite la vue sur un carton blanc, on aperçoit une image de l'objet, mais d'une couleur *complémentaire*, c'est-à-dire qui formerait du blanc si elle était réunie à la couleur de l'objet. Pour un objet rouge l'image est verte, et réciproquement ; si l'objet est jaune ou bleu, l'image paraît violette ou orange et inversement; enfin pour un objet blanc l'image est grise ou moins blanche que le carton. L'image paraît plus grande que l'objet quand le carton est plus éloigné que lui, plus petite dans le cas contraire. On observe le même phénomène quand on ferme subitement les yeux, après avoir contemplé l'objet pendant un temps suffisant; on aperçoit alors très-distinctement une image de l'objet, teinte de la couleur complémentaire.

Ces apparences auxquelles on donne le nom de *couleurs accidentelles*, persistent d'autant plus longtemps, et avec d'autant plus d'intensité, que l'impression primitive s'est prolongée davantage.

M. Plateau a étudié avec un soin scrupuleux toutes les circonstances qui diversifient ces apparences; il a déduit de l'ensemble de ses propres observations, et de toutes celles faites avant lui, un énoncé ou une loi générale, qui définit d'une manière simple le phénomène dont il s'agit. Voici les propriétés principales qui servent de base à sa théorie.

En général les images accidentelles ne s'éteignent pas d'une manière graduelle et continue; il arrive souvent qu'une couleur accidentelle disparaît, pour renaître ensuite avec tout son éclat; quelquefois on voit de nouveau la couleur de l'objet, et dans certaines circonstances cette alternative se reproduit plusieurs fois. M. Plateau indique l'expérience suivante comme la plus convenable pour observer ces transformations successives. On tient un œil fermé, et dans une obscurité complète en le couvrant d'un mouchoir; à l'autre œil on adapte un tube noirci, ayant $0^m,5$ de longueur et $0^m,03$ de diamètre, et à travers ce tube on regarde pendant une minute au moins un carton rouge bien éclairé, assez large pour que ses bords ne puissent être aperçus; puis, sans découvrir l'œil fermé, on enlève rapidement le tube et le disque; on aperçoit alors sur le mur ou le plafond blanc de l'appartement, une image circulaire, verte d'abord, qui repasse bientôt au rouge, redevient verte, puis rougeâtre; ces images successives vont en diminuant d'intensité. MM. Plateau et Quetelet ont observé de cette manière jusqu'à quatre alternatives.

Les couleurs accidentelles se composent comme les couleurs réelles; on peut constater cette propriété par l'expérience suivante. On place à côté l'un de l'autre, et sur un fond noir, deux petits carrés de papier colorés, l'un en violet, l'autre en orangé, et dont les centres sont marqués par des points noirs; ensuite on fixe les deux yeux alternativement sur ces deux points, en passant de l'un à l'autre après chaque seconde de temps; quand cette opération s'est prolongée pendant deux minutes environ, on ferme les yeux. On aperçoit alors trois carrés juxtaposés; le premier est jaune ou complémentaire du violet, le troisième bleu ou complémentaire de l'orangé; quant à celui du milieu, il est vert, ou formé de jaune et de bleu. Or, il faut remarquer que les impressions primitives produites sur la rétine, dans cette expérience, ne sont que la superposition des deux impressions partielles qui auraient lieu si l'on contemplait pendant une minute un seul des deux points noirs; comme les axes optiques n'ont pas la même direction lorsqu'on regarde successivement l'un et l'autre de ces points, les parties de la

rétine qui reçoivent ces deux impressions partielles ne sont pas les mêmes; mais il résulte de la juxtaposition des deux carrés que l'image accidentelle de l'orangé, pour la première impression partielle, se superpose à l'image accidentelle du violet pour la seconde; le carré du milieu, que l'on aperçoit les yeux fermés, est le résultat de cette superposition, et puisqu'il est vert, il faut conclure que le jaune et le bleu accidentels forment la même couleur composée que le jaune et le bleu réels.

Si les couleurs des deux carrés de papier sont autres que le violet et l'orangé, on arrive en général à la même conclusion. Mais si ces couleurs sont complémentaires l'une de l'autre, le carré du milieu, dans l'apparence accidentelle, n'est pas blanc comme on devait s'y attendre, il est au contraire complétement noir. C'est ce qui arrive par exemple lorsque les carrés sont l'un vert, l'autre rouge. D'où il suit que les couleurs accidentelles complémentaires se distinguent essentiellement des couleurs réelles correspondantes, puisque les premières forment du noir et les secondes du blanc.

Les couleurs accidentelles se combinent avec les couleurs réelles comme ces dernières entre elles; par exemple, du bleu accidentel et du jaune réel forment du vert et inversement. On peut se convaincre de cette propriété en observant l'image accidentelle sur un carton coloré au lieu d'être blanc. Cependant si, l'objet étant toujours placé sur un fond noir, on projette son image accidentelle ou complémentaire sur un carton de même couleur que lui, l'image n'est pas blanche, comme on devait le présumer, elle paraît d'un gris foncé, c'est-à-dire que la sensation produite par le carton se trouve affaiblie sur le lieu de l'image; elle est au contraire plus vive quand le carton est d'une couleur complémentaire de celle de l'objet, ou de même espèce que l'image accidentelle. Si l'objet était placé sur un fond blanc, ce serait précisément l'inverse.

Les images accidentelles sont en général précédées par la persistance de l'impression primitive; mais un fait signalé par Franklin indique un moyen de faire succéder à volonté un de ces phénomènes à l'autre. Lorsque du fond d'un appartement on regarde une fenêtre bien éclairée par la lumière du jour, et qu'après avoir fermé les yeux on couvre les paupières d'un mouchoir pour produire une obscurité complète, on observe alors la persistance de l'impression primitive, c'est-à-dire qu'on aperçoit la fenêtre avec ses panneaux brillants et son châssis obscur. Mais si les yeux étant toujours fermés, on retire le mouchoir, l'apparence se transforme de suite dans l'image accidentelle ; c'est-à-dire qu'on voit, au mi-

lieu de la clarté introduite par la translucidité des paupières, une fenêtre ayant ses panneaux obscurs et son châssis brillant. En recouvrant les paupières l'obscurité ramène l'impression primitive; l'image accidentelle revient encore avec la clarté, et ainsi de suite. Si l'on tient les paupières constamment couvertes, l'impression primitive ne tarde pas cependant à se transformer dans l'image accidentelle, puis l'image réelle revient, et cette alternative se renouvelle plusieurs fois avec un décroissement d'intensité.

Auréoles accidentelles.

529. Il est un autre genre de couleurs accidentelles qui paraissent entourer les objets que l'on regarde fixément, au lieu de succéder à cette contemplation, comme celles que nous avons considérées jusqu'ici. Buffon, qui a le premier signalé le phénomène des images accidentelles, indique à ce sujet le fait suivant : Si l'on regarde longtemps un objet coloré placé sur un fond blanc, on finit par distinguer autour de l'objet une auréole teinte de la couleur complémentaire. Rumford a fait remarquer qu'un objet éclairé par une lumière colorée produit une ombre de couleur complémentaire. Quand un appartement n'est éclairé que par la lumière qui pénètre à travers un rideau coloré, si un faisceau de rayons solaires ou de lumière blanche est introduit par une petite ouverture pratiquée dans le rideau, il projette sur un carton blanc une trace lumineuse, teinte d'une couleur complémentaire de celle du rideau. Si l'on place entre une fenêtre et l'œil un papier coloré translucide, et sur ce papier une bande de carton blanc, cette bande paraît teinte d'une couleur complémentaire de celle du papier. Ces faits prouvent évidemment que toute impression produite sur la rétine est entourée d'une auréole accidentelle.

Le fait très-connu de l'irradiation indique que cette auréole accidentelle est précédée d'une autre auréole plus étroite et qui a la même couleur que l'objet. L'irradiation consiste en ce que les objets blancs ou d'une couleur très-vive, paraissent plus étendus que les objets noirs ou peu colorés de mêmes dimensions. On doit conclure de cette apparence que l'impression produite par un objet très-vif en couleur s'étend un peu au delà de l'image projetée sur la rétine. Ce fait est principalement sensible sur deux disques égaux, l'un blanc vu sur un fond noir, l'autre noir vu sur un fond blanc; le premier paraissant être d'un diamètre plus grand de beaucoup que le second.

Influence mutuelle des couleurs voisines.

530. Les auréoles accidentelles s'étendent à une assez grande distance autour des objets. C'est du moins ce que l'on doit conclure des expériences entreprises par M. Chevreul, pour apprécier

l'influence réciproque de deux couleurs différentes voisines, et desquelles résulte cette conclusion générale, qu'à chacune des deux couleurs s'ajoute la complémentaire de l'autre. Voici le procédé dont s'est servi M. Chevreul pour constater cette influence.

Sur une même carte on colle parallèlement quatre bandes d'étoffes ou de papiers colorés, ayant chacune $0^{m},012$ de largeur, $0^{m},06$ de longueur; les deux bandes de gauche sont de la même couleur, rouges par exemple. Celles de droite sont aussi d'une même couleur mais différente de la première, nous les supposerons jaunes. Les deux bandes intermédiaires sont seules contiguës, les deux extrêmes doivent en être séparées d'un millimètre environ. Or si l'on regarde obliquement et pendant plusieurs secondes la carte ainsi préparée, les deux bandes de gauche, quoiqu'en réalité de la même nuance rouge, paraissent différer l'une de l'autre, celle qui appartient au groupe du milieu semble tirer davantage sur le violet, et sa couleur apparente peut être regardée comme composée du rouge réel, et de l'auréole accidentelle de la bande jaune voisine, laquelle doit être violette. Pareillement, des deux bandes jaunes de droite, celle près du centre paraît tirer sur le vert; sa couleur résulte ainsi du jaune réel, et du vert accidentel qui forme l'auréole de la bande rouge voisine.

D'autres couleurs que le rouge et le jaune donnent des résultats analogues, qui rentrent tous dans la loi énoncée plus haut. Si les couleurs qui s'influencent mutuellement sont complémentaires l'une de l'autre, elles s'avivent par cette influence et acquièrent un éclat remarquable. Si l'on rapproche une bande blanche et une bande colorée, la première se teint de la couleur complémentaire de la seconde, qui de son côté prend une nuance plus brillante et plus foncée. Si les deux bandes sont l'une noire et l'autre colorée, la première paraît se couvrir d'une teinte complémentaire de la seconde, et celle-ci devient encore plus brillante, mais plus claire. Enfin le blanc et le noir s'influencent aussi, le premier paraît plus brillant, le second plus foncé. Toutes ces influences subsistent encore, quoiqu'avec moins d'énergie, lorsque les bandes sont éloignées l'une de l'autre et non juxtaposées.

Toutes ces expériences prouvent l'existence d'une auréole accidentelle, qui entoure chaque objet, et qui s'étend même assez loin, toutefois en décroissant rapidement d'intensité à mesure que la distance augmente. Ce fait étant établi en principe, on expliquera facilement les apparences que nous avons citées, et celles-ci qui sont du même genre. Lorsque les murs d'un appartement sont re-

couverts d'une tenture éclatante, les meubles qui ne reçoivent pas directement les rayons solaires paraissent se teindre d'une couleur complémentaire de celle des murs. Les ombres produites sur un mur blanc sont bleues ou vertes, au lever ou au coucher du soleil, c'est-à-dire lorsque la lumière de cet astre est orangée ou rougeâtre. Lorsqu'on imprime des dessins sur une étoffe, leur couleur est modifiée par la complémentaire du fond, et l'on ne peut juger de leur couleur réelle qu'en masquant le fond par un papier convenablement découpé.

Applications des influences réciproques des couleurs.

531. Il est facile de concevoir les applications que l'on peut faire du principe qui résume la seconde classe des apparences accidentelles, dans les arts et les manufactures qui exigent un assortiment convenable des couleurs. En général on doit rapprocher des couleurs complémentaires, qui s'avivent et augmentent d'éclat sans changer de nuance, par leur influence réciproque. Il faut éviter au contraire de mettre à côté l'une de l'autre des couleurs de même espèce, qui s'affaiblissent et se dénaturent mutuellement. Ainsi, suivant M. Chevreul, des meubles d'acajou ne doivent pas être couverts d'étoffes rouges, qui modifient par une nuance verte accidentelle la couleur que l'on estime dans le bois d'acajou. Pour que les fleurs d'un parterre paraissent dans tout leur éclat, elles doivent être distribuées avec choix : les fleurs bleues à côté des orangées, les violettes à côté des jaunes, les rouges et roses à côté des blanches et au milieu d'une touffe de verdure. Les tableaux, les tapis, les étoffes imprimées, les papiers peints, les décorations, et même les toilettes, présenteraient souvent des effets faux et en quelque sorte discordants, si l'influence réciproque des couleurs voisines avait été négligée lors de leur composition.

Auréoles secondaires.

532. M. Plateau a observé plusieurs faits qui semblent prouver que l'auréole accidentelle d'un objet coloré, après s'être affaiblie jusqu'à une certaine distance, est entourée d'une autre auréole très-pâle, de même couleur que l'objet; en sorte que la seconde classe des apparences accidentelles présenterait, relativement à l'espace, des alternatives analogues à celles que présente la première classe, par rapport au temps. Il serait difficile en effet de ne pas reconnaître l'existence d'une auréole secondaire dans les expériences suivantes. Une bande de carton blanc, vue derrière un papier rouge et translucide qu'on interpose entre une fenêtre et l'œil, se teint d'une couleur verte, complémentaire de celle du papier, comme cela résulte d'un fait déjà cité; mais si la largeur de cette bande de carton dépasse $0^{m},012$, on aperçoit une teinte rougeâtre au mi-

lieu, les bords seuls prennent la couleur verte. Derrière un papier jaune, une bande de carton blanc suffisamment large présente des bords violets, tandis que l'intérieur est d'un jaune pâle.

Anciennes explications des apparences accidentelles.

533. Plusieurs théories différentes ont été proposées pour expliquer les deux classes des apparences accidentelles. La plus généralement admise pour la première classe est celle de Scherffer. Elle admet que la sensibilité de la rétine s'émousse ou s'affaiblit lors de la contemplation prolongée d'un objet coloré, en sorte que les parties qui ont reçu l'impression d'une couleur, restent pendant quelque temps incapables de transmettre la sensation de cette même couleur dans toute son intensité. Ainsi, lors de l'image accidentelle d'un objet rouge projetée sur un fonds blanc, la sensation du rouge étant en partie détruite, la lumière blanche réfléchie par le fond doit produire l'effet de la couleur complémentaire du rouge.

Mais il est impossible de concevoir, dans cette théorie, l'existence de la couleur accidentelle lorsque les yeux sont fermés et maintenus dans une obscurité complète; les apparences alternatives de l'impression primitive et de l'image accidentelle sont pareillement inexplicables; enfin, on ne peut comprendre comment l'image accidentelle d'une des couleurs homogènes du spectre, se combine avec toute autre couleur pareillement homogène et réelle sur laquelle on la projette, car dans ces circonstances il n'existe pas de lumière blanche.

Les apparences accidentelles de la seconde classe sont généralement attribuées au contraste, c'est-à-dire à une cause morale, qui fait ressortir ce que des impressions voisines ont de dissemblable, en diminuant le sentiment de ce qu'elles ont de commun. Cette théorie, imaginée par Prieur de la Côte-d'Or, ne peut soutenir un examen approfondi; elle expliquerait difficilement, par exemple, l'auréole qui entoure un objet coloré disposé sur un fond noir, et les influences réciproques de deux couleurs, soit homogènes, soit composées mais n'ayant aucune partie commune.

Théorie nouvelle des apparences accidentelles.

534. M. Plateau vient de créer une théorie qui embrasse à la fois la persistance des impressions primitives, leurs images accidentelles, l'irradiation, et les influences réciproques des couleurs voisines. Il établit d'abord en principe que les apparences accidentelles sont directement contraires aux impressions réelles; c'est-à-dire que la rétine se constitue pour les deux cas dans des états opposés. Ainsi, il y a opposition entre les effets du blanc et du noir, et plus généralement entre les effets produits par deux couleurs complémentaires; cette dernière généralisation se trouve vérifiée d'une manière

remarquable, par ce fait que deux couleurs accidentelles complémentaires produisent du noir ou un effet nul en se superposant.

On peut admettre qu'une impression ayant été produite sur une partie de la rétine, cette partie se trouve dérangée de son état normal, et tend à y revenir quand la cause extérieure cesse d'agir. D'abord il y a persistance de l'impression primitive, qui s'affaiblit graduellement. Lorsque l'état normal est atteint, le repos n'existe pas encore; en vertu de certaine propriété analogue à la vitesse acquise, la partie de l'organe affectée se constitue dans un état opposé, et l'image accidentelle apparaît. Puis cet état nouveau s'affaiblit, l'impression primitive lui succède; et ainsi de suite. Tous les faits relatifs à la persistance des impressions et aux images accidentelles sont compris dans cet énoncé.

Quant à la seconde classe des apparences accidentelles, tout porte à croire que la portion de la rétine sur laquelle se projette l'image d'un objet fortement éclairé, n'est pas seule dérangée de son état normal par l'action de la lumière, mais que les parties voisines subissent de proche en proche certaines modifications. D'abord les points les plus voisins de ceux qui reçoivent l'image sont affectés de la même manière, d'où résulte l'irradiation. Plus loin cet effet s'affaiblit et devient nul; mais les parties de l'organe plus éloignées encore, sont forcées de se constituer dans un état opposé, par une propriété analogue à la succession des ondes condensante et dilatante lors de la propagation du son dans l'air, ou à l'état opposé des vitesses de vibration de deux concamérations voisines dans un corps sonore. Il y a donc une auréole accidentelle; puis quelquefois, et par la même propriété, une auréole secondaire de même couleur que l'objet.

En un mot, une partie de la rétine étant dérangée de son état normal, elle revient au repos par une série d'oscillations, qui varient de sens et d'intensité avec le temps; et son état dynamique ne cesse autour d'elle qu'après avoir passé, dans les parties les plus voisines, par une série d'oscillations, qui varient de sens et d'intensité avec la distance au lieu de l'impression directe.

TRENTE-QUATRIÈME LEÇON.

Instruments d'optique. — Chambre obscure. Chambre claire. — Mégascope. Lanterne magique. Fantasmagorie. Microscope solaire. — Microscopes simples et composés. — Lunette astronomique. Lorgnettes. Lunette terrestre. — Télescopes.

But général des instruments d'optique.

535. Le but général des instruments d'optique est de produire des images nettes et fidèles, d'objets trop petits ou trop éloignés pour que la vue simple puisse en percevoir la sensation distincte. Dans le premier cas, il s'agit d'abord de concentrer sur des objets très-petits une grande quantité de lumière, par des miroirs concaves ou des verres convergents; il faut ensuite disposer d'autres appareils du même genre qui, recevant la plus grande partie possible des rayons réfléchis par les différents points de ces objets devenus lumineux, les fassent concourir à former des images suffisamment agrandies, et encore assez brillantes pour que l'œil puisse voir clairement et sans effort leurs diverses parties. Dans le second cas, il s'agit de réunir de larges faisceaux de rayons parallèles, et souvent peu intenses, partis des différents points d'objets très-éloignés, et de les concentrer, par l'effet des miroirs courbes ou des lentilles, en des faisceaux assez étroits, suffisamment lumineux, et convenablement divergents, de telle sorte que l'œil qui les reçoit puisse éprouver la sensation nette d'une image virtuelle de ces objets.

Les physiciens et les artistes ont imaginé et construit des appareils qui remplissent ces diverses conditions avec une perfection admirable, et qui sont devenus l'origine d'une foule de découvertes en histoire naturelle et en astronomie. Avant de développer la théorie de ces appareils, il ne sera pas inutile de décrire quelques instruments moins parfaits, qui serviront d'exemples et en quelque sorte de lemmes, pour faire concevoir d'une manière simple les effets produits par les différentes parties des instruments plus compliqués.

Chambre obscure.

536. La *chambre obscure* se compose essentiellement d'une lentille biconvexe, adaptée à la paroi verticale d'une caisse en bois, et

qui reçoit les rayons lumineux partis d'objets très-éloignés tels que *ab*. A leur émergence, les faisceaux de rayons réfractés convergent un peu au delà du foyer principal, et tendent à former en cet endroit une image renversée *a'b'*. Un miroir *mn*, incliné de 45° sur l'axe de la lentille, dévie ces rayons, et transporte en quelque sorte l'image en *a''b''*, sur la face inférieure d'une plaque horizontale de verre dépoli *vm*. Un observateur regarde au-dessus de cette plaque, y voit cette image, et peut la dessiner ou la calquer. Il faut que la plaque de verre et les yeux de l'observateur soient garantis, par des écrans opaques, de toute lumière étrangère. La paroi qui porte la lentille est mobile, et permet d'augmenter la netteté des images, en amenant, autant que possible, le foyer de chaque objet sur la plaque de verre. On donne quelquefois à la chambre obscure une autre disposition : le miroir, toujours incliné à 45°, est extérieur à la caisse, reçoit directement les rayons partis des objets, les dévie et les projette sur une lentille horizontale; un tableau ou un carton, placé à peu près au foyer, reçoit l'image. FIG. 284.

L'usage a appris que la netteté des images dans la chambre obscure était d'autant plus grande que l'ouverture de la lentille était plus petite. On conçoit facilement ce résultat en considérant que le tableau correspond seulement aux foyers conjugués d'un ou de plusieurs points lumineux, tandis que les foyers conjugués de tous les autres points sont en avant ou en arrière; en sorte que le faisceau conique réfracté, formé par les rayons partis d'un de ces derniers points, projette une image circulaire sur le tableau. C'est l'étendue plus ou moins grande de ces projections circulaires qui rend les images des objets plus ou moins confuses; or cette étendue diminue évidemment avec l'ouverture de la lentille. La diminution de cette ouverture remédierait encore à la confusion due à l'aberration de sphéricité, dans le cas où tous les points de l'objet seraient à la même distance de la lentille. Un diaphragme placé de manière à intercepter les rayons émergents des bords d'une plus grande lentille, produit le même effet que l'emploi d'une lentille de moindre ouverture ; il est vrai que c'est toujours aux dépens de la quantité de lumière introduite, mais on doit préférer la netteté des images à leur intensité. L'aberration de réfrangibilité étant aussi une cause de confusion dans les images de la chambre obscure, on obtient plus de netteté avec des lentilles achromatiques.

On construit maintenant des chambres obscures dans lesquelles le miroir extérieur est remplacé par un fort prisme isocèle à angle droit; les rayons lumineux y entrent par la face verticale, se réflé-

chissent totalement sur celle qui correspond à l'hypothénuse, et sortent par la face horizontale. Ce prisme peut même remplacer aussi la lentille; il suffit, pour cela, que la face de sortie soit taillée de manière à former une portion de surface sphérique convexe. Cette modification est à l'avantage de l'intensité des images, ou de la quantité de lumière introduite dans la chambre obscure.

Chambre claire.

537. La *chambre claire* a été imaginée par Wollaston pour tracer l'image d'un objet ou d'un paysage. Elle consiste essentiellement dans un prisme quadrilatère, dont un des angles dièdres est droit, les deux adjacents de 67° ½, et l'angle opposé de 135° environ. L'une des faces qui forment l'angle droit est verticale; c'est par elle que les faisceaux partis des objets pénètrent dans le prisme, où, après s'être réfléchis totalement sur les deux faces de l'angle obtus, ils vont sortir par la face horizontale, à peu près verticalement, et très-près de l'angle aigu. L'œil de l'observateur reçoit ces faisceaux et voit en même temps la pointe d'un crayon, avec lequel la main peut suivre les images sur un carton horizontal, placé à la distance de la vue distincte. L'œil doit être fixé dans une position telle que le plan vertical, mené par l'arête aiguë de la face horizontale, coupe la prunelle en deux parties à peu près égales. Comme les rayons partis de l'objet n'arriveraient pas à l'œil avec le même degré de divergence que ceux partis de la pointe du crayon, il faut placer devant le prisme une lentille biconcave, ou une lentille biconvexe devant le carton, pour augmenter ou diminuer convenablement la divergence d'une partie des rayons.

FIG. 285.

M. Amici a modifié cet instrument de manière à diminuer l'inconvénient des petits dérangements de l'œil, qui peuvent l'empêcher d'apercevoir l'objet ou le crayon. La chambre claire qu'il a imaginée se compose d'une lame de glace inclinée, et d'un prisme triangulaire à angle droit, dont l'hypothénuse est tournée vers le bas, et dont une des autres faces est perpendiculaire à la lame de verre. Les faisceaux lumineux partis des objets entrent par une des faces latérales du prisme, se réfléchissent totalement sur l'hypothénuse, sortent du prisme par la troisième face, et deviennent à peu près verticaux après une nouvelle réflexion sur la face supérieure de la lame de verre. L'œil qui reçoit ces faisceaux, voit en même temps, et dans la même direction, à travers la lame, la pointe du crayon qui trace l'image. Pour éviter les réflexions sur la seconde face, elle est dépolie, excepté dans la partie qui doit transmettre les rayons partis de la pointe du crayon. Dans toutes les chambres claires qui doivent servir à dessiner des objets réels, on dispose

FIG. 286.

l'instrument de manière que les rayons soient réfléchis successivement deux fois, afin que l'image soit droite. Cette précaution est inutile quand on applique la chambre claire aux instruments d'optique on doit même préférer dans ce cas une seule réflexion.

538. La loupe ou le *microscope simple* a pour but de faire voir distinctement de très-petits objets, qui, s'ils étaient placés à la distance de la vue distincte, de 30 centimètres environ, enverraient sur la rétine une lumière trop faible, et circonscrite dans une trop petite étendue de cet organe, pour y produire une image suffisamment distincte dans toutes ses parties. S'il s'agissait seulement de voir l'objet sous de plus grandes dimensions, on pourrait le placer très-près de l'œil, ce qui augmenterait l'angle visuel ; mais l'image serait confuse, parce que la divergence des rayons partis de l'objet serait trop grande à l'entrée dans l'œil, pour que chaque faisceau, à sa sortie du cristallin, eût son point de concours sur la rétine ou très-près de cette membrane. Loupe ou microscope simple.

Une loupe ou une lentille d'un très-court foyer, placée entre l'œil et l'objet, donne aux faisceaux qui en émergent le degré de divergence nécessaire pour que l'objet soit vu distinctement. L'objet est alors placé à une distance x de la lentille, moindre que la distance focale f de la loupe; l'image virtuelle est agrandie, et reculée à une distance a qui diffère peu de la distance de la vue distincte. Le lieu de l'image et celui de l'objet sont deux foyers conjugués; étant situés du même côté, leurs distances à la lentille satisfont à l'équation $\frac{1}{x}-\frac{1}{a}=\frac{1}{f}$, d'où $x=\frac{af}{a+f}$. Le grossissement est égal à $\frac{a}{x}=1+\frac{a}{f}$; ainsi, avec une même loupe, le grossissement sera plus grand pour un presbyte que pour un myope; pour un même observateur il sera d'autant plus grand que la distance focale de la loupe sera plus petite.

On se procure des lentilles d'un grand pouvoir grossissant, en fondant un fil de verre très-mince, par une de ses extrémités, pour former une gouttelette qui peut n'avoir que $\frac{1}{4}$ de millimètre d'épaisseur; on moule cette gouttelette refroidie, ou on l'enchâsse dans une petite ouverture pratiquée dans une plaque de plomb; il est bon que ses bords soient recouverts en partie par le métal, qui sert ainsi de diaphragme. On obtient encore une loupe très-grossissante au moyen d'une simple goutte d'eau fermant une petite ouverture pratiquée dans une feuille mince de métal, mais l'évaporation la détruit assez promptement. Wollaston a construit des loupes qu'il a encore appelées *périscopiques*, parce que le champ de la vision

nette y est beaucoup plus grand que dans les loupes ordinaires; elles consistent en deux segments sphériques de verre, séparés par une feuille très-mince de platine percée d'un trou. La petitesse de la distance focale, l'existence et la position du diaphragme métallique donnent à ce genre de loupe un pouvoir grossissant considérable.

Mégascope. 539. Le *mégascope* a été imaginé par Charles pour se procurer des images, réduites ou agrandies, d'un tableau ou d'un bas-relief. Il se compose d'une lentille devant laquelle on place l'objet au delà de son foyer principal, et d'un tableau sur lequel l'image est reçue. FIG. 289. Des miroirs plans convenablement disposés projettent la lumière du soleil sur l'objet. Le meilleur tableau consiste en une glace dépolie; l'observateur, placé derrière elle, en voit distinctement l'image et peut la calquer; on renverse l'objet pour que l'image soit droite. La position du tableau et la grandeur de l'image dépendent de la distance a de l'objet à la lentille, et de la distance focale f de ce verre; si b représente la distance du tableau à la lentille on devra avoir : $\frac{1}{a}+\frac{1}{b}=\frac{1}{f}$, d'où $b=\frac{fa}{a-f}$; la grandeur de l'image sera à celle de l'objet, comme b est à a, ou comme f est à $a-f$. Ainsi l'image sera d'autant plus grande que l'objet sera plus près du foyer principal. Souvent dans le mégascope, pour augmenter le grossissement, on rapproche l'objet de la lentille, et on interpose entre ces deux corps une seconde lentille qui fait l'office d'une loupe, en substituant à l'ancienne position de l'objet une image déjà très-agrandie.

La *lanterne magique* n'est qu'un mégascope portatif, où des objets transparents sont éclairés au moyen d'une lumière artificielle, réfléchie par un miroir sphérique, et réfractée par un ou plusieurs verres lenticulaires; le tableau est en papier ou en toile, et les images y sont vues par devant. La lampe, le réflecteur, les verres qui concentrent la lumière, les objets peints sur des plaques de verre, et enfin la lentille objective, sont renfermés dans une boîte; le tableau seul est extérieur, et le spectateur placé dans l'obscurité ne reçoit d'autre lumière que celle du champ circulaire projeté sur ce tableau.

L'appareil qui sert à produire les illusions de la *fantasmagorie* est un mégascope dans lequel on fait varier les distances de l'objet et du tableau à la lentille convergente; de manière à faire varier la grandeur de l'image, qui d'abord très-petite s'agrandit peu à peu, ou qui d'abord très-grande se rapetisse ensuite. L'objet transparent est éclairé comme dans la lanterne magique; le tableau est en taffetas gommé, ou en toile enduite de cire; tout l'appareil est caché

aux yeux du spectateur, qui placé dans l'obscurité et derrière le tableau, croit voir un objet qui s'approche ou s'éloigne de lui. L'illusion serait plus complète, si l'on faisait varier la clarté de l'image, de manière qu'elle semblât diminuer, quand elle paraît offrir un objet qui s'éloigne.

Microscope solaire.

540. Le *microscope solaire* diffère du mégascope en ce que l'objet transparent, extrêmement petit, est placé très-peu au delà du foyer principal de la lentille objective, et au foyer même d'une autre lentille placée derrière lui, et sur laquelle un miroir plan, incliné convenablement, projette parallèlement à son axe les rayons solaires. Par cette disposition, l'objet fortement éclairé, et l'image qu'il projette sur un tableau opaque disposé dans une chambre obscure, quoique considérablement agrandie, est suffisamment distincte. Si l'objet était opaque, on l'éclairerait de la même manière, mais de côté, en sorte que la lumière s'y projetât sur la surface antérieure. On se sert du miscroscope solaire pour obtenir des images très-grandes d'animaux très-petits, qu'on appelle microscopiques; si l'on substitue à l'objet une petite masse liquide dans laquelle cristallise une substance saline, on distingue sur le tableau la marche des cristaux qui se forment et se réunissent.

Microscope composé.

541. Le *microscope composé* consiste essentiellement en deux verres lenticulaires convergents, dont les axes sont sur la même droite; l'un O d'un très-court foyer est placé vers l'objet, et porte le nom d'*objectif*; l'autre O′ d'une ouverture plus grande, et derrière lequel est placé l'œil de l'observateur, porte le nom d'*oculaire*. Fig. 290.
L'objet est placé un peu au delà du foyer K de l'objectif; le lieu de l'image réelle très-agrandie K′, produite par ce premier verre convergent, se trouve un peu en deçà du foyer principal de l'oculaire, qui lui substitue une nouvelle image virtuelle K″, encore plus grande, située à la distance de la vue distincte, pour l'œil recevant les faisceaux qui en émergent. Il résulte de là que le grossissement $\frac{a''b''}{ab}$ est d'autant plus grand que l'objectif et l'oculaire ont de plus courts foyers, et que l'observateur a la vue plus longue; mais ce grossissement a une limite qu'on ne peut dépasser, à cause de la difficulté de construire de très-petits objectifs, et de la nécessité de conserver à l'oculaire des dimensions assez grandes, pour qu'il puisse recevoir tous les faisceaux qui se croisent dans les différents points de l'image $a'b'$. Le champ de l'instrument est le cône formé par les rayons qui divergent du centre optique de l'objectif et rasent les bords de l'oculaire; ce champ est ordinairement diminué par un diaphragme intérieur, arrêtant les rayons dont les dernières

réfractions s'opèreraient trop près des bords de l'oculaire, et qui rendraient confuse l'image $a''b''$.

Le microscope composé est ordinairement formé de trois tuyaux emboîtés les uns dans les autres ; le tuyau P, qui porte le nom de porte-oculaire, glisse dans le tuyau Q, et celui-ci dans le tube fixe R, à l'extrémité duquel se trouve l'objectif. Un diaphragme est fixé en D dans le tube Q. L'observateur élève ou abaisse le tuyau P, jusqu'à ce qu'il voie distinctement ce diaphragme; ensuite il soulève ou abaisse le système des deux tuyaux P et Q, jusqu'à ce qu'il voie aussi distinctement l'image de l'objet; dans cette position l'image $\overline{a'b'}$ se trouve au lieu même du diaphragme D. Au-dessous de l'objectif est le porte-objet S, que l'on peut élever ou abaisser à volonté au moyen de la vis V. En M se trouve un miroir sphérique ou plan, qui réfléchit de la lumière sur l'objet s'il est transparent; quelquefois aussi un second miroir sphérique plus petit *m*, renvoie encore vers lui la lumière qui a traversé les plaques de verre du porte-objet; ce dernier miroir est alors percé d'une ouverture égale à celle de l'objectif. Si l'objet est opaque, on l'éclaire de côté par une lentille convergente; un prisme incliné, et à faces courbes, peut aussi servir à concentrer la lumière solaire sur la face supérieure ; le miroir *m* est alors inutile.

Fig. 292.

Pour mesurer le grossissement dû à l'objectif, on place sur le porte-objet un micromètre objectif, c'est-à-dire, une lame de verre, qu'on éclaire de côté comme pour les objets opaques, et sur laquelle sont tracées au diamant des lignes de division parallèles, très-ténues et très-rapprochées; on compte le nombre *n* de ces divisions qu'on aperçoit très-noires dans l'instrument, à la hauteur de l'ouverture du diaphragme dont le diamètre N est connu, et où se trouve l'image réelle $a'b'$; on aura ainsi $\frac{N}{n}$ pour le grossissement dû à l'objectif. Le grossissement dû à l'oculaire se mesurera comme celui d'une loupe, en divisant la distance de la vue distincte, par la distance connue du diaphragme à l'oculaire. En multipliant entre eux ces deux grossissements partiels, on aura le grossissement total de l'instrument.

On place souvent un troisième verre lenticulaire, entre l'objectif et l'oculaire, qui rassemble les faisceaux émergents de l'objectif, et agrandit ainsi le champ de l'instrument, en rendant l'image offerte à l'oculaire plus petite, il est vrai, mais plus nette et plus distincte. Cette lentille a encore pour objet de corriger le défaut d'achromatisme, et voici de quelle manière. La dernière image, obtenue par un système de lentilles convergentes non achromatiques,

est composée d'autant d'images qu'il y a de couleurs dans la lumière blanche, placées à des distances et ayant des grandeurs différentes; si l'appareil pouvait être tellement disposé que l'œil se trouvât au sommet d'un cône, qui envelopperait à peu près toutes les images, on ferait ainsi disparaître, ou au moins on diminuerait beaucoup les bandes irisées qui résultent de l'aberration de réfrangibilité. Or, en déterminant convenablement la position de la lentille intermédiaire, on parvient à produire sensiblement cet effet.

On se convaincra facilement de la possibilité d'obtenir ce résultat : les faisceaux de rayons partis de l'objet *m*, après leur réfraction dans l'objectif simple et non-achromatique OB, concourent vers des images colorées situées entre le foyer conjugué *r* correspondant aux rayons rouges, et celui *v* des rayons violets ; toutes ces images ainsi que l'objet soutendent le même angle au centre optique ω de OB. La lentille IN reçoit les faisceaux réfractés par l'objectif avant leur concours; les nouvelles réfractions qu'elle leur fait subir déterminent la formation d'autres images *r'*, *v'* plus petites et plus rapprochées de l'objectif que celles *r*, *v* ; chaque image *r'* ou *v'* soutend le même angle au centre optique ϖ du verre intermédiaire, que l'image *r* ou *v* correspondante ; mais cet angle varie d'une couleur à l'autre : il est plus grand pour les rayons les plus réfrangibles. D'après cela, quoique l'image *r* dût être plus grande que *v*, la nouvelle image *r'* peut devenir plus petite que *v'*, et soutendre conséquemment le même angle que cette dernière au centre optique α de l'oculaire CE ; en sorte que les images virtuelles *r''*, *v''*, soient vues sous le même angle, et à la distance de la vue distincte, par l'œil placé sur l'axe de l'oculaire et très-près de sa surface. FIG. 293.

Les distances *r*ϖ, *r'*α, les courbures des deux verres IN et CE, sont autant de grandeurs dont on peut disposer pour atteindre ce but, et le calcul indique que ces indéterminées sont plus que suffisantes. Dans les microscopes où l'on fait usage de ce moyen de corriger l'aberration de réfrangibilité, le diaphragme est placé en DP, à la hauteur de l'image réelle *r'v'*; le verre intermédiaire est fixé au porte-oculaire, et l'on mesure le grossissement de la même manière que pour tout autre microscope.

Dans les microscopes composés que l'on construit actuellement, on n'emploie que des objectifs et même des oculaires achromatiques, composés le plus ordinairement chacun de deux verres, l'un biconvexe et l'autre biconcave ou plan-concave. M. Amici de Modène emploie même des lentilles composées de sept substances dif-

férentes, qui détruisent la diffusion de toutes les couleurs principales de la lumière blanche, tandis que les lentilles achromatiques composées de deux verres seulement ne détruisent la diffusion que des deux couleurs les plus différemment réfrangibles.

Microscope d'Amici.

542. Le plus parfait de tous les microscopes composés récemment inventés est sans contredit celui de M. Amici; voici la description de cet instrument. Les faisceaux lumineux partis de l'objet s'élèvent d'abord verticalement, pour traverser l'objectif qui est horizontal; mais au moyen d'une réflexion totale sur l'hypothénuse d'un prisme rectangle, ils sont réfléchis horizontalement vers l'oculaire. Par cette disposition les effets de la pesanteur sont détruits comme dans les microscopes composés ordinaires, puisque le porte-objet est horizontal; mais en même temps l'observateur prend une position plus commode, et peut même, comme nous le verrons, dessiner les images qu'il aperçoit.

L'objectif se compose d'une, de deux ou trois lentilles achromatiques plans-convexes, dont les distances focales sont de 8 à 10 millimètres, et dont on peut visser successivement les boîtes les unes aux autres, de manière à obtenir des grossissements de plus en plus forts, mais en même temps des images de plus en plus rapprochées du système de l'objectif. Au-dessus de ces diverses lentilles, on visse un diaphragme plan, percé d'une ouverture circulaire ; au-dessous un autre diaphragme également percé, mais courbé vers le bas en miroir sphérique concave, peut renvoyer à l'objet la lumière qu'il reçoit.

Pour chacune des combinaisons de l'objectif, on peut visser sur l'instrument l'un ou l'autre de six oculaires achromatiques différents. Quatre sont composés chacun de deux verres plans-concaves; un diaphragme est fixé entre ces deux verres, au point précis où vient se former l'image réelle de l'objet; dans l'ouverture circulaire de ce diaphragme on place ordinairement deux fils très-fins à angle droit. Les deux autres oculaires sont de simples lentilles à court foyer. Un écran noir, qui entoure l'oculaire, arrête toute lumière étrangère.

Les objets sont toujours placés entre deux lames de verre. Il y a de l'avantage à les mouiller d'une goutte d'eau qui les entoure. Les lames sont placées sur l'ouverture du porte-objet, et pressées contre lui par des pièces métalliques que l'on peut soulever ou abaisser à volonté. Un miroir concave inférieur réfléchit de la lumière sur les objets s'ils sont transparents ; un diaphragme mobile intermédiaire sert à modérer sa vivacité ; il est percé d'ouvertures circulaires de

différentes grandeurs, que l'on peut présenter successivement à la lumière réfléchie pour en régler la quantité. Au-dessous de ce diaphragme est un verre dépoli, pareillement mobile, que l'on peut interposer encore dans le trajet de la lumière, lorsqu'elle vient du soleil ou d'une forte lampe. Si les objets sont opaques, on les place sur un disque de verre noir, collé sur une plaque de verre transparente; ils sont alors éclairés, ou par une lentille mobile sur le côté, ou par le réflecteur et le petit miroir vissé au-dessous de l'objectif.

Tout le système du porte-objet peut glisser sur la tige verticale de l'instrument; un pignon et une crémaillère servent à régler ce mouvement et à amener l'objet au foyer de l'objectif. Le porte-objet peut se mouvoir horizontalement dans deux directions perpendiculaires entre elles; deux vis micrométriques à boutons gradués, et à repères fixes, servent à régler et à mesurer ces mouvements. Le tube du microscope est mobile autour d'un axe vertical; il peut s'allonger ou se raccourcir au moyen d'un emboîtement, d'un pignon et d'une crémaillère.

Pour mesurer le grossissement de ce microscope, on se sert d'une chambre claire composée d'une simple lame de verre à faces parallèles, que l'on fixe au delà de l'oculaire, et que l'on incline sur l'axe de cette lentille, de manière à ce qu'elle réfléchisse verticalement par sa face supérieure, les faisceaux lumineux émergeant de l'instrument. L'œil qui les reçoit voit ainsi, d'une part les objets agrandis, et de l'autre, à travers la lame de verre, et à une certaine distance, une règle horizontale bien divisée, où les images lui semblent situées. Si l'objet est lui-même divisé, tel que le micromètre objectif dont nous avons parlé plus haut, l'observateur lira directement l'espace occupé sur la règle par l'image d'une des divisions de ce micromètre; il sera facile ensuite d'en conclure le grossissement. Les grossissements du microscope de M. Amici, que l'on obtient en combinant les différents systèmes d'objectifs et d'oculaires qui en font partie, varient entre 80 et 4000; la netteté des images n'est pas également parfaite pour tous, mais celle qui correspond aux grossissements compris entre 400 et 600 ne laisse rien à désirer.

Connaissant ainsi le pouvoir grossissant de chaque combinaison d'oculaire et d'objectif, il est facile de déterminer les dimensions absolues d'un objet quelconque, en dessinant son image amplifiée sur le carton horizontal, au moyen de la chambre claire décrite plus haut; on mesure les dimensions du dessin, qu'on divise ensuite par le grossissement. On peut mesurer ces dimensions d'une autre

manière, au moyen des vis micrométriques qui règlent et mesurent les mouvements horizontaux du porte-objet, en amenant successivement chaque extrémité d'une des dimensions cherchées sous le fil micrométrique de l'oculaire ; les têtes des vis micrométriques étant divisées et leurs pas connus, on déduira facilement de ce mode d'expérience les grandeurs cherchées.

Outre le microscope dioptrique, ou uniquement par réfraction, que nous venons de décrire, on doit encore à M. Amici un microscope *catadioptrique*, où la réfraction et la réflexion sont utilisées. L'objectif est *catoptrique*, ou uniquement par réflexion : les faisceaux de lumière partis verticalement de l'objet, vont se réfléchir sur un miroir plan incliné à 45°, et arrivent à peu près horizontaux sur un plus grand miroir qui est concave ; ils s'y réfléchissent, et vont former auprès de l'oculaire une image réelle et agrandie de l'objet. Le reste de l'instrument est comme dans le précédent.

Lunette astronomique.

543. La *lunette astronomique* est destinée particulièrement à l'observation des corps célestes ; elle consiste, comme le microscope composé, en deux lentilles convergentes, l'ojectif et l'oculaire. Mais pour cet instrument l'objet est extrêmement éloigné, et envoie des rayons qu'on peut regarder comme parallèles, en sorte que l'image, réelle et renversée, est au foyer principal de l'objectif. Ce premier verre doit avoir une grande ouverture pour réunir plus de lumière ; quant à l'oculaire, sur lequel viennent tomber les faisceaux qui ont formé l'image réelle, et qui fait diverger ces faisceaux à leur émergence, d'une image virtuelle située à la distance de la vue distincte, ce verre lenticulaire remplit encore l'office d'une loupe, comme dans le microscope composé, et doit être rapproché ou éloigné de l'image réelle, toujours plus proche de lui que son foyer principal, suivant que l'observateur a une vue plus courte ou plus longue.

Le grossissement ne peut plus se mesurer ici par les rapports de grandeur des images aux objets, à cause de l'éloignement de ces derniers ; on compare alors l'angle visuel sous lequel l'œil verrait directement l'objet, à celui que lui présente l'image virtuelle, lorsqu'il est placé derrière l'oculaire ; ces angles sont à ceux (O et C) sous lesquels on verrait, des centres optiques de l'objectif et de l'oculaire, l'image réelle, que l'on peut regarder comme placée à très peu près aux foyers principaux de ces deux lentilles. D'où il suit que le rapport des tangentes des moitiés de ces angles seront en raison inverse des distances focales : $\left(\frac{\text{tang. } \frac{1}{2} C}{\text{tang. } \frac{1}{2} O} = \frac{RF}{FC} : \frac{RF}{FO} = \frac{FO}{FC}\right)$. Ainsi le grossissement de la lunette astronomique sera d'autant plus grand

Fig. 294.

que l'objectif aura un plus long foyer, et que l'oculaire en aura un plus court. La difficulté de construire de grands objectifs exempts de défauts, et la nécessité de conserver l'image suffisamment brillante, assignent une limite à ce grossissement, qui ne dépasse pas 1000, à 1200, dans les meilleures lunettes astronomiques connues.

Autrefois on visait les corps célestes au moyen de deux alidades, placées à une certaine distance l'une de l'autre; ce mode d'observation avait le même défaut que la vision simple, pour laquelle deux rayons qui font un angle de ½ minute semblent se confondre. Dans la lunette astronomique, l'angle visuel étant considérablement agrandi, ces rayons se séparent trop pour être confondus; l'avantage de cet instrument est donc évident, et l'on ne doit pas s'étonner des progrès que sa découverte a fait faire à l'astronomie.

Il existe un moyen expérimental de mesurer le grossissement des lunettes formées de verres biconvexes, qui a l'avantage de s'appliquer à toutes les modifications de ces instruments. Voici en quoi il consiste: après avoir ajusté la grandeur du tube de manière à ce que la lunette fasse voir distinctement les objets éloignés, ont ôte l'objectif; le cercle d'ouverture de la lunette forme alors une image réelle en dehors, derrière l'oculaire; on mesure, au moyen d'un micromètre, le diamètre de cette image; son rapport au diamètre connu de l'ouverture sera le grossissement cherché. En effet, ce grossissement est $\frac{F}{f}$ ou à peu près, F et f étant les distances focales de l'objectif et de l'oculaire; mais lorsque l'objectif est ôté, l'image du cercle d'ouverture est derrière l'oculaire, à une distance x donnée par la formule $\frac{1}{F+f}+\frac{1}{x}=\frac{1}{f}$; d'où l'on déduit : $\frac{F+f}{x}=\frac{F}{f}$ pour le rapport de grandeur de l'ouverture à son image, lequel est conséquemment égal au grossissement de l'instrument. FIG. 295.

Pour diminuer la diffusion des couleurs dans les lunettes astronomiques, l'objectif est ordinairement achromatique, ou composé de plusieurs lentilles de substances différentes et juxtaposées. Quelquefois l'oculaire est composé de deux lentilles biconvexes, placées à une distance convenable l'une de l'autre, qui font disparaître ou diminuent les bandes colorées de l'image virtuelle, comme le verre intermédiaire du microscope composé.

On tend ordinairement au foyer de l'objectif, ou au lieu même de l'image réelle, deux fils très-fins, faisant entre eux un angle droit, et dont le point d'entrecroisement est sur l'axe de la lunette. Pour fixer particulièrement un point de l'objet, on dirige vers lui la lunette, de manière que son image soit successivement au-dessus et

au-dessous, ou à droite et à gauche du point d'entrecroisement des deux fils, à des distances presque égales; en cherchant ensuite à diriger l'axe de la lunette au milieu de ces différentes positions, on parvient, par tâtonnement, à placer l'image du point fixe au point d'entrecroisement; on dit alors que ce point est dans *l'axe optique de l'instrument*.

Le champ de l'instrument est la portion de l'espace qui peut être aperçue au moyen de la lunette ; c'est le cône dont le sommet est au centre optique de l'objectif, et qui a pour base le grand cercle de l'oculaire, si R est le rayon de l'ouverture de cette dernière lentille, et D la distance de l'objectif à l'oculaire, la fraction $\frac{R}{D}$ sera la tangente de l'angle au centre de ce cône, ou de la moitié de l'angle du champ, et pourra être prise pour sa mesure. Pour faire concevoir que l'œil peut être placé derrière l'oculaire de manière à recevoir des rayons lumineux partis de tous les points du champ, soit
FIG. 296. RR′ une image réelle, ayant à peu près la largeur de ce champ à l'endroit qu'elle occupe. Le point R de cette image sera formé par un faisceau LRL′ de rayons émergés de toute la surface de l'objectif, et qui tombant en faisceau conique divergent sur la surface antérieure de l'oculaire, émergera de la surface postérieure de cette lentille, suivant un autre faisceau conique beaucoup moins divergent *nl*R″ *em* qui devra entrer en partie dans la prunelle, pour que l'œil aperçoive le point R″ de l'image virtuelle. Le faisceau émergent *n′l′*R‴*e′m′* devra pareillement entrer en partie dans la prunelle, pour que le point R‴ soit vu. L'œil étant placé dans l'espace compris à la fois dans les deux cônes *nlem*, *n′l′e′m′*, apercevra donc les points R″ et R‴, et à plus forte raison tous les autres points de l'image virtuelle.

Lunette de Galilée.

544. La lunette astronomique donne des images renversées, ce qui la rend impropre à l'observation des objets terrestres. Galilée a imaginé une lunette qui ne présente pas le même inconvénient. Dans cet instrument l'oculaire est biconcave, et placé entre l'objectif et son foyer principal; il reçoit ainsi les faisceaux qui iraient former
FIG. 297. l'image due à l'objectif, et les rend divergents; de telle manière qu'ils semblent partis de points situés à la distance de la vue distincte. Il est évident que, par cette disposition, l'image virtuelle vue par l'oculaire biconcave est dans la même position que l'objet; elle est d'ailleurs agrandie, car son angle visuel est plus grand que celui sous lequel on verrait directement l'objet; on a en effet :

$$\frac{\text{tang. } \frac{1}{2} C}{\text{tang. } \frac{1}{2} O} = \frac{RF}{CF} : \frac{RF}{FO} = \frac{FO}{CF}.$$

Ce grossissement sera d'autant plus grand que la distance focale de l'objectif sera plus longue, et que l'oculaire aura un plus court foyer.

L'œil ne pouvant recevoir qu'une partie des rayons compris dans l'angle rs', le champ des objets visibles au moyen de la lunette de Galilée est peu étendu. Pour qu'il soit le plus grand possible, il faut que l'œil soit placé le plus près possible de l'oculaire. On concevra facilement que l'étendue du champ dépend ici de la position de l'œil, en examinant, comme nous l'avons fait pour la lunette astronomique, la marche des faisceaux lumineux qui forment à leur émergence les points extrêmes de l'image virtuelle; leurs axes, au lieu de converger vers un même espace, où la prunelle pourrait être placée, divergent au contraire, en sorte que l'œil apercevant un des points R'' et R''', pourra ne pas apercevoir l'autre.

Pour trouver la distance qui doit séparer l'oculaire biconcave de l'objectif, soient : x cette distance ; F la longueur focale de cet objectif ; f celle de l'oculaire ; D la distance de la vue distincte ; rappelons-nous en outre la formule générale

$$\frac{1}{p}+\frac{1}{p'}=\frac{1}{a}=\frac{l-1}{r}+\frac{l-1}{r'}$$

que nous avons démontrée précédemment, et qui donne la relation existante entre les rayons de courbure r et r' d'une lentille biconvexe, l'indice l de réfraction de la substance diaphane dont elle est composée, et les distances p et p' qui séparent la lentille du point lumineux et de son foyer conjugué. Pour une lentille biconcave il faut changer dans cette formule les signes de r et de r' et par suite de a. Il faut pareillement changer le signe de p', si les rayons émergents doivent être divergents. Ainsi dans le cas dont il s'agit, il faudra faire : $p=-(F-x)$, $p'=-D$, $a=-f$, d'où

$$\frac{1}{F-x}+\frac{1}{D}=\frac{1}{f},\ F-x=f:\left(1-\frac{f}{D}\right),\ x=F-\frac{f}{1-\frac{f}{D}}.$$

Ainsi $F-x$ ou CF est plus grand que f, et la grandeur de x marche dans le même sens que celle de D. Il suit de là que les presbytes devront éloigner l'oculaire de l'objectif, et les myopes le rapprocher au contraire. Les emboîtements des tuyaux des lorgnettes de spectacle sont ainsi destinés à les approprier à différentes vues.

L'objectif des lorgnettes est ordinairement achromatique. L'oculaire est toujours simple ; on affaiblirait trop la lumière en le composant de plusieurs verres; d'ailleurs en ayant soin de placer la pupille sur l'axe même de la lorgnette, les bandes colorées dues à la lentille biconcave sont trop peu étendues pour être sensibles.

Dans ce genre de lunette les deux réfractions se faisant en sens contraire, l'achromatisme peut être obtenu par une combinaison convenable d'un oculaire simple biconcave, avec un oculaire biconvexe, simple aussi et d'une substance différente; alors la distance entre les deux verres doit rester invariable.

Lunette terrestre. 545. La *lunette terrestre* est essentiellement composée de quatre verres biconcaves; son but est de faire voir les objets droits, et d'obtenir en même temps un champ plus étendu que celui de la lunette de Galilée. On y parvient en plaçant dans la lunette astronomique, entre l'oculaire et l'image due à l'objectif, deux autres verres biconvexes; l'un d'eux a son foyer principal au lieu même de l'image réelle; l'autre placé derrière le premier reçoit les faisceaux de rayons parallèles qui en émergent, et les fait converger de manière (Fig. 298.) à former, à son foyer principal, une nouvelle image réelle évidemment renversée par rapport à la première, et conséquemment droite relativement à l'objet. Après avoir formé cette seconde image, les faisceaux lumineux en divergent et tombent sur l'oculaire, qui les fait diverger de points situés à la distance de la vue distincte; pour cela la seconde image doit être placée un peu plus près de l'oculaire que son foyer principal, comme dans la lunette astronomique et le microscope composé.

Le grossissement de la lunette terrestre sera évidemment donné par la même formule que celui de la lunette astronomique, si, comme cela a lieu ordinairement, les deux lentilles interposées ont la même distance focale, c'est-à-dire, si $\overline{O'F} = \overline{O''F'}$ d'où $\overline{RF} = \overline{rF'}$; le grossissement aura donc pour mesure $\frac{FO}{F'C}$. Quelquefois on emploie dans la lunette terrestre plus de deux verres intermédiaires, afin de détruire ou de diminuer la diffusion des couleurs sur les bords des images, sans se servir de verres achromatiques. Il est facile de voir, en examinant la marche des faisceaux lumineux qui vont former, à leur émergence de l'oculaire, les points extrêmes de l'image virtuelle, comme nous l'avons fait pour les lunettes précédentes, que le champ n'est pas diminué dans la lunette terrestre par l'interposition de deux verres lenticulaires, et qu'il peut même en être augmenté.

Télescopes. 546. Les télescopes sont composés de miroirs courbes, combinés de manière à former, par la réflexion de la lumière, des images réelles que l'on regarde ensuite au moyen d'un oculaire. Si l'on suppose un objet très-éloigné, placé sur l'axe d'un miroir sphérique concave M, les faisceaux de rayons qu'on doit considérer
Fig. 299. comme parallèles, et qui seront envoyés par les différents points de

l'objet, iront former après leur réflexion une image réelle RR, au foyer principal F de ce miroir, ou au milieu de son rayon CM ; l'image et l'objet seraient ainsi vus sous le même angle du centre du miroir. Le miroir courbe est ordinairement placé au fond d'un long tube cylindrique dont les arêtes sont parallèles à l'axe de ce miroir, et dont la surface interne est noircie, afin d'éloigner autant que possible toute lumière étrangère, et d'éviter la confusion que pourraient causer les rayons irrégulièrement réfléchis par les parois. C'est dans le moyen d'observer l'image avec l'oculaire, de manière à ne pas intercepter une trop grande partie des rayons incidents, que les télescopes diffèrent. Dans l'instrument de cette espèce dont se servait Herschel, il faisait dévier un peu l'axe de son miroir, dont la distance focale était à 40 pieds; en sorte que l'objet et l'image n'étaient plus situés sur cet axe, mais de deux côtés différents de cette ligne. FIG. 299.

Télescope de Newton.

547. Newton, pour remplir le même but, dans le télescope qui porte son nom, a imaginé d'intercepter les rayons réfléchis, un peu avant leur concours à l'image, par un petit miroir plan, incliné à 45° sur l'axe du télescope, et qui transporte l'image sur le côté, en sorte qu'elle peut être observée au moyen d'un oculaire dont l'axe est perpendiculaire à celui du miroir courbe. Le miroir plan ayant l'inconvénient d'affaiblir la lumière qu'il réfléchit, Newton lui substitua un prisme à angle dièdre droit, sur l'hypothénuse duquel s'opère la réflexion totale des faisceaux lumineux, qui entrent et sortent à peu près perpendiculairement aux deux faces de ce prisme. Pour placer le télescope de Newton dans la direction de l'objet, on se sert d'une petite lunette astronomique, fixée parallèlement à l'axe du miroir courbe, et à laquelle on donne le nom de *chercheur*; on fait tourner, on soulève ou on abaisse le tube de l'instrument, jusqu'à ce que l'objet que l'on veut considérer soit dans l'axe optique du chercheur.

Le grossissement des télescopes se mesure, comme dans les lunettes, par le rapport qui existe entre la tengente de la moitié de l'angle i que soutend l'image virtuelle de l'oculaire, et la tengente de la moitié de l'angle O, sous lequel l'objet est vu directement, angle qui est égal à celui que soutend l'image réelle vue du centre. Dans le télescope de Newton, soient F la distance focale du miroir, ou la moitié de son rayon, et φ la distance à l'oculaire de l'image réelle, un peu plus petite que la longueur focale de cet oculaire, on aura évidemment

$$\text{tang. } \tfrac{1}{2} O = \frac{RF}{F}, \text{ tang. } \tfrac{1}{2} i = \frac{R'F'}{\varphi} \text{ et tang. } \tfrac{1}{2} i : \text{tang. } \tfrac{1}{2} O = F : \varphi.$$

Ainsi le grossissement sera d'autant plus grand que le miroir courbe aura un plus grand rayon, et l'oculaire un peu plus court foyer. L'inconvénient principal du télescope de Newton, comme de celui d'Herschel, est de donner des images qui ne sont pas placées pour l'observateur de la même manière que l'objet.

Télescope de Grégori.

548. Le télescope imaginé par Grégori ne présente pas cet inconvénient. Le miroir sphérique principal M est percé en son milieu d'une ouverture où se trouve fixé le porte-oculaire. Pour renvoyer vers lui les rayons réfléchis qui se sont croisés de manière à former l'image réelle FR, on les reçoit sur un autre petit miroir sphérique *m* placé au delà de cette image. La distance $\overline{mM}=D$ des deux miroirs, surpasse la distance focale $FM=F$ du grand, d'une quantité *m*F, un peu plus grande que la longueur focale *f* du petit miroir, ou que la moitié de son rayon *m*. Après leur réflexion sur le miroir *m*, les faisceaux lumineux vont former en avant de l'oculaire une nouvelle image réelle R'F', conjuguée de la première, à laquelle cet oculaire substitue enfin une image virtuelle placée à la distance de la vue distincte. Il est évident que, par cette disposition, l'image virtuelle, ainsi que la seconde image réelle R'F', inverse par rapport à la première image, sont directes relativement à l'objet.

Fig. 300.

Pour trouver le grossissement de ce télescope, on a

$$\text{tang.}\ \tfrac{1}{2}\,O\ \frac{FR}{F},\quad \text{tang.}\ \tfrac{1}{2}\,i=\frac{F'R'}{\varphi},\ \text{d'où}\ \frac{\text{tang.}\ \frac{1}{2}\,i}{\text{tang.}\ \frac{1}{2}\,O}=\frac{F'R'}{FR}\,\frac{F}{\varphi}=\frac{F'O'}{FO'}\,\frac{F}{\varphi};$$

or on a $mF=D-F$ et par suite $FO'=2f-(D-F)=F+2f-D$; de plus F et F' étant deux foyers conjugués du miroir *m*, on aura :

$$\frac{1}{D-F}+\frac{1}{mF'}=\frac{1}{f},$$

d'où :

$$mF'=2f+\overline{F'O'}=\frac{f\,(D-F)}{D-F-f},\ \text{et}\ F'O'=f\,\frac{F+2f-D}{D-F-f}.$$

On a donc pour le grossissement cherché :

$$\frac{\text{tang.}\ \frac{1}{2}\,i}{\text{tang.}\ \frac{1}{2}\,O}=\frac{fF}{\varphi\,(D-F-f)}.$$

On peut disposer de la distance D des deux miroirs, de manière que $\frac{F}{f}=\frac{f}{D-F-f}$, d'où $D-F=\frac{F+f}{F}f$, ce qui exige que l'on ait : $Fm : f :: F+f : F$, condition facile à remplir; alors le grossissement sera $\text{tang.}\ \frac{1}{2}\,i : \text{tang.}\ \frac{1}{2}\,O = F^2 : f\varphi$.

Dans tous les télescopes que nous venons de décrire, l'achromatisme des bords de l'image virtuelle est ordinairement obtenu par

un oculaire composé de deux verres biconvexes, placés à une certaine distance l'un de l'autre. Quant à l'image réelle, étant formée par réflexion, elle ne donne lieu à aucune diffusion de couleurs. Les petits télescopes sont rarement employés; on leur a toujours préféré des lunettes astronomiques construites avec soin. Mais les grands télescopes donnant beaucoup de lumière, ont été employés au contraire pour observer les astres qui ont peu d'éclat, de préférence aux lunettes, dont les objectifs les plus parfaits et les plus grands ont encore des dimensions assez petites; il paraît cependant que les bonnes lunettes de Fraünhofer, qui ont 8 à 10 pouces d'ouverture, égalent et surpassent même les plus grands télescopes, qui ne sont plus guère en usage aujourd'hui.

Microscopes catadioptriques.

549. Les télescopes peuvent être transformés en très-bons microscopes catadioptriques; il suffit pour cela de placer l'objet très-petit, à peu près au lieu de la dernière image réelle du télescope, mais au delà du foyer, et de disposer l'oculaire sur l'axe du tube, au delà du centre du miroir principal, et de l'image agrandie qui se forme en un point de cet axe. Les objets opaques devant être fortement éclairés de côté dans les microscopes, leur position, très-voisine de l'objectif dans les microscopes dioptriques, empêche souvent de réunir sur eux une lumière suffisante; cet inconvénient est évidemment moindre dans les microscopes catadioptriques, tel que celui dont nous avons déjà parlé, et qui est dû à M. Amici. L'expérience a appris à cet habile physicien que l'on diminuait l'aberration de sphéricité, en substituant aux miroirs sphériques, des miroirs elliptiques qu'il est parvenu à construire avec une rare perfection.

La théorie des instruments d'optique n'est, comme on le voit, qu'une suite de conséquences géométriques, déduites de trois principes généraux, qui sont : la marche linéaire de la lumière dans un milieu homogène, la loi de la réflexion et celle de la réfraction simple; cette théorie résume en quelque sorte une partie de la physique que l'on pourrait appeler l'optique géométrique. Mais il se produit, dans des circonstances particulières, des phénomènes lumineux pour lesquels les trois principes précédents sont plus ou moins en défaut; il importe d'étudier de près ces cas exceptionnels, qui ont fait découvrir la véritable cause de la lumière; tel est le but des quatre leçons suivantes.

TRENTE-CINQUIÈME LEÇON.

Phénomènes de la double réfraction. — Axes de double réfraction. Cristaux à un et à deux axes. — Lois de la double réfraction dans les cristaux à un axe. Construction d'Huygens. — Micromètre à double image. — Phénomènes de la polarisation. — Lumière polarisée par réflexion. Angle de polarisation. — Lumière polarisée par réfraction. Pile de glaces. Propriété de la tourmaline.

Substances bi-réfringentes.

550. La réfraction simple, dont les lois ont été trouvées par Descartes, s'opère à l'entrée de la lumière dans les milieux transparents homogènes et présentant la même élasticité dans toutes les directions; mais lorsque la lumière atteint un corps solide diaphane et cristallisé, elle s'y réfracte généralement suivant des lois différentes. Une masse cristalline offrant toujours des clivages plus faciles dans certains sens que dans d'autres, on doit en conclure que l'élasticité varie dans cette masse avec la direction autour de chaque point; et cette conclusion fait concevoir que la réfraction, dont les lois doivent dépendre de la disposition des molécules du milieu où la lumière pénètre, peut ne plus avoir le même degré de simplicité pour les substances cristallisées, que pour celles qui ne le sont pas.

Toutefois cette simplicité subsiste encore lorsque la forme primitive du cristal est un polyèdre régulier (§. 127), c'est-à-dire un cube, ou un octaèdre dont toutes les faces sont des triangles équilatéraux, et les lois de la réfraction sont toujours celles que nous avons données au § 468.

Mais quand la forme primitive diffère du cube ou de l'octaèdre régulier, ces lois changent et se compliquent; un rayon lumineux, en pénétrant dans le milieu cristallisé, se divise alors en deux faisceaux distincts. L'un de ces faisceaux suit la loi ordinaire de la réfraction simple, et l'autre une loi toute différente, si la forme primitive est un polyèdre semi-régulier, tel qu'un rhomboïde, un octaèdre isocèle à base carrée, ou un parallélipipède rectangle dont deux côtés sont égaux. Les deux faisceaux réfractés suivent tous les deux des lois nouvelles, quand la forme primitive est un polyèdre tout-à-fait irrégulier.

551. Les cristaux dans lesquels on observe la double réfraction forment ainsi deux classes distinctes. Si l'on taille une face plane quelconque dans un cristal de l'une ou de l'autre classe, un rayon lumineux qui y tombera perpendiculairement se divisera en général en deux faisceaux. Mais pour un cristal de la première classe, il existe une direction particulière et unique de la face plane, pour laquelle le rayon incident normal pénètre sans se diviser; pour un cristal de la deuxième classe, il y a deux directions qui paraissent jouir de cette propriété. La normale à la section d'un cristal bi-réfringent, pour laquelle cette propriété est observée, ou la direction suivie par le rayon incident normal non divisé, est appelée *axe de double réfraction*. C'est pour cela qu'on donne aux deux classes différentes des cristaux, donnant lieu au phénomène de la double réfraction, les noms de *cristaux à un seul axe*, et de *cristaux à deux axes*. **Axes de double réfraction.**

552. Parmi les cristaux à un seul axe, nous considérerons particulièrement le carbonate de chaux cristallisé, connu sous le nom de *spath d'Islande*, et dont la forme primitive est un rhomboïde, ou un parallélipipède ayant six faces losanges et deux angles trièdres opposés, formés chacun de trois angles plans obtus égaux entre eux. L'axe de figure de cette forme primitive est la ligne qui joint les deux angles solides obtus, et cet axe est précisément celui de double réfraction. Dans une masse régulièrement cristallisée de spath d'Islande, on doit considérer chaque point comme pouvant devenir, par des coupes parallèles aux trois clivages, le sommet d'un rhomboïde semblable à la forme primitive. Il suit de là, que toute droite parallèle à l'axe peut être considérée comme étant cet axe lui-même, quand on veut étudier la marche de la lumière suivant sa direction, ou autour d'elle. On appelle *section principale* du cristal, un plan parallèle à son axe, et perpendiculaire à une face plane quelconque par laquelle la lumière pénètre. **Cristaux à un axe. Section principale.** FIG. 301.

553. Si l'on place un rhomboïde de spath d'Islande assez épais sur un carton où se trouvent tracés des points et des lignes, on aperçoit, en regardant à travers le cristal, deux images séparées de chaque objet. Lorsqu'on fait tourner le cristal autour d'une verticale, une des images reste fixe, la seconde tourne autour de la première. Si le plan d'émergence des rayons qui arrivent à l'œil est une section principale, les deux images sont dans ce plan; pour toute autre direction du plan d'émergence, l'image fixe ou ordinaire s'y trouve seule, l'image mobile ou extraordinaire est à droite ou à gauche. **Doubles images.**

Rayons ordinaire et extraordinaire. 554. Quand on fait tomber sur une des faces du rhomboïde un rayon solaire, introduit par un trou pratiqué dans le volet d'une chambre obscure, on distingue deux rayons émergeant de la face opposée parallèlement au rayon incident, mais qui ne sont tous les deux dans le plan d'incidence, que lorsque ce plan est parallèle à l'axe. Le rayon constamment réfracté dans le plan d'incidence, l'est suivant la loi de Descartes, et est appelé *rayon ordinaire;* l'autre dont les lois sont plus compliquées, est nommé *rayon extraordinaire.*

Malus a imaginé un moyen très-simple pour déterminer la position relative des rayons ordinaire et extraordinaire, pour une incidence quelconque. Le cristal étant taillé de manière à présenter deux faces parallèles, on place l'une d'elles sur un carton où se trouve tracé en lignes très-fines un triangle rectangle BAC, dont le côté $\overline{AC}$ est beaucoup plus petit que le côté $\overline{AB}$ sur lequel sont marquées, ainsi que sur l'hypothénuse BC, et à partir du sommet B, des divisions égales entre elles. Si dans l'image extraordinaire A′B′C′ de ce triangle, le côté $\overline{A'B'}$ coupe en F l'hypothénuse $\overline{BC}$ de l'image ordinaire, et si $\overline{BF'} = \overline{B'F}$, on devra conclure que le rayon extraordinaire du point F′ coïncide, à la sortie du cristal, avec le rayon ordinaire du point F. On vise le point F par réfraction au moyen d'une lunette mobile, et munie d'un quart de cercle qui donne l'angle ICN que l'axe de cette lunette fait avec une verticale CN, située dans le plan d'émergence, et dont la position est donnée relativement au triangle BAC. Connaissant en outre l'épaisseur du cristal entre les deux faces parallèles, on pourra déterminer aisément la position respective des rayons réfractés ordinaire et extraordinaire, qui émergent tous les deux dans l'axe IC de la lunette, ou à cause de l'identité de marche de la lumière lorsqu'elle rebrousse chemin, la position relative des rayons ordinaire et extraordinaire IF′ et IF, que produirait un rayon incident CI. (Fig. 302.)

Cristaux à double réfraction attractive ou répulsive. 555. Si la face sur laquelle la lumière est reçue est perpendiculaire à l'axe, ou également inclinée sur les trois plans de clivage du rhomboïde : 1° le rayon incident normal pénètre aussi normalement dans le cristal et ne s'y divise pas; 2° pour toute autre incidence sur la même face, il y a bifurcation, mais les deux rayons réfractés sont dans le plan d'incidence; le rayon extraordinaire s'éloigne plus de l'axe que le rayon ordinaire; 3° pour une même incidence, l'angle de réfraction extraordinaire reste le même dans tous les azimuts autour de la normale; c'est ce qui arrive d'ailleurs pour l'angle de réfraction ordinaire, d'après la loi de Descartes. Il y a donc sy-

métrie complète dans la marche de la lumière autour de l'axe de double réfraction. Lorsque, la face d'émergence étant quelconque, le plan d'incidence est une section principale, le rayon extraordinaire est situé dans ce plan, mais s'éloigne toujours plus de la parallèle à l'axe, menée par le point d'incidence, que le rayon ordinaire. Le rayon réfracté extraordinaire se conduit donc comme s'il existait, pour la lumière qu'il transmet, une force répulsive émanant de l'axe, et qui se combinerait pour cette portion de lumière seule, avec la cause qui produit la réfraction ordinaire.

On appelle toujours section principale d'un cristal à un axe, quelle que soit sa substance, le plan parallèle à l'axe de double réfraction, et perpendiculaire à la face quelconque sur laquelle la lumière tombe. Si le plan d'incidence est une section principale, le rayon réfracté extraordinairement est toujours dans ce plan ; mais pour certaines substances comme le cristal de roche, par exemple, il se rapproche plus de la parallèle à l'axe menée par le point d'incidence que le rayon ordinaire. Il semble alors, contrairement à ce qui a lieu dans le spath d'Islande, que de cet axe émane une force attractive qui agit sur le rayon extraordinaire. C'est par cette raison que l'on distingue les cristaux à un seul axe, en cristaux à *double réfraction répulsive*, comme la chaux carbonatée, et en cristaux à *double réfraction attractive*, comme le quartz.

556. Pour étudier les lois de la double réfraction dans un cristal à un axe, il faut se procurer un prisme de cette substance, taillé de telle manière que ses arêtes soient parallèles à l'axe. Ce prisme recevant un rayon solaire diversement incliné sur une de ses faces, et dans un plan perpendiculaire aux arêtes, on reconnaît facilement que les deux faisceaux réfractés suivent alors la loi de Descartes ; c'est-à-dire qu'ils sont tous les deux dans le plan d'incidence, et que si l représente l'indice de réfraction pour le rayon ordinaire, le rapport l' du sinus de l'angle de réfraction extraordinaire au sinus de l'angle d'incidence, est aussi constant quelle que soit l'incidence, mais différent de l. l' est plus petit que l, pour les cristaux à double réfraction répulsive ; pour le spath d'Islande on a, d'après Malus, $l = 1,654295$, $l' = 1,4833015$. l' est au contraire plus grand que l pour les cristaux à double réfraction attractive; pour le quartz on a, d'après M. Biot, $l = 1,547897$ et $l' = 1,557106$. Il faut remarquer que l et l' ont des valeurs différentes pour les rayons diversement colorés du spectre solaire, et que les valeurs précédentes appartiennent aux rayons jaunes, qui se projettent sur le milieu du spectre.

Lois de la double réfraction dans les cristaux à un axe.
Fig. 303.

On a déduit de ce premier fait un moyen géométrique très-simple, pour déterminer la position des rayons ordinaire et extraordinaire, lorsque la face du cristal est parallèle à l'axe, et que le plan d'incidence lui est perpendiculaire. Il faut décrire dans ce dernier plan, au-dessous de la face réfringente, et du point d'incidence comme
FIG. 304. centre, deux demi-cercles ayant pour rayons $\frac{1}{l}$ et $\frac{1}{l'}$, mener une perpendiculaire IP au rayon lumineux incident IL, inscrire dans l'angle PIT, formé par IP avec la face du cristal, une droite $\overline{TP} = 1$, parallèle à IL, et enfin mener, du point T, des tangentes TO, TE, aux deux cercles. Cela fait, les droites OI, IE, sont les rayons réfractés ordinaire et extraordinaire, correspondant au rayon incident IL. En effet l'angle ITP est évidemment égal à l'angle d'incidence LIN $= i$, et l'on a $= \frac{1}{\text{TI}}$ sin. i; OTI $=$ OIN′; ETI $=$; EIN′; d'où :

$$\frac{1}{\text{TI}} = \frac{\text{sin. OIN}'}{\text{IO}} = l \text{ sin. OIN}', \text{ et } \frac{1}{\text{TI}} = \frac{\text{sin. EIN}'}{\text{IE}} = l' \text{ sin. EIN}';$$

d'où enfin :

$$\text{sin. } i = l \text{ sin. OIN}' = l' \text{ sin. EIN}'.$$

Quand la lumière est reçue sur une face quelconque dans le plan de la section principale, ou quand on se sert d'un prisme taillé dans le cristal de telle manière que sa base soit parallèle à l'axe, les deux faisceaux réfractés sont encore dans le plan d'incidence perpendiculaire aux arêtes du prisme; mais le sinus de l'angle de réfraction extraordinaire n'est plus dans un rapport constant avec le sinus de l'angle d'incidence. L'expérience indique alors que les deux rayons réfractés peuvent encore se déterminer géométriquement, en modifiant ainsi qu'il suit la construction précédente : par le point I et dans le plan d'incidence, on mène AIA′ parallèle à
FIG. 305. l'axe, et sa perpendiculaire BIB′; on prend $\overline{\text{IA}} = \overline{\text{IA}'} = \frac{1}{l}$, $\overline{\text{IB}} = \overline{\text{IB}'} = \frac{1}{li}$; on construit le cercle ayant I pour centre et $\overline{\text{IA}}$ pour rayon, et l'ellipse dont $\overline{\text{IA}}$ et $\overline{\text{IB}}$ sont les demi-axes; on mène ensuite à ces courbes les deux tangentes TO et TE, par le point T déterminé comme dans le cas précédent. Cela fait, IO et IE sont les deux rayons réfractés correspondant à l'incidence IL.

Construction d'Huyghens. 557. Enfin Huyghens a découvert la construction suivante, pour le cas général d'un plan incident quelconque, sur une face quelconque d'un cristal à un axe. Le point T étant déterminé par le même moyen que dans les cas précédents, on mène du point I une parallèle à l'axe AIA′, qui se trouve en général en dehors du plan d'incidence; sur cette ligne on prend $\overline{\text{IA}} = \overline{\text{IA}'} = \frac{1}{l}$, on construit

ensuite la sphère dont AA′ est le diamètre, et l'ellipsoïde de révolution autour de $\overline{AA'}$ ayant $\overline{IA}$ pour demi-axe, et $\left(\frac{1}{p}\right)$ pour diamètre de son équateur; on mène à ces deux surfaces des plans tangents passant par le point T, et perpendiculaires au plan d'incidence; si l'on joint enfin les points de contact O et E au point I, on obtient les rayons réfractés ordinaire et extraordinaire, correspondant à l'incidence IL. Les résultats fournis par cette construction sont constamment vérifiés par l'expérience. L'axe de révolution de l'ellipsoïde est plus petit que le diamètre de son équateur, pour la chaux carbonatée et tous les cristaux à double réfraction répulsive; il est plus grand au contraire pour le quartz et tous les cristaux à double réfraction attractive.

558. La construction d'Huyghens, toujours d'accord avec les faits, est en quelque sorte une loi générale qui résume d'une manière simple et complète toutes les propriétés optiques des cristaux bi-réfringents à un axe. Dans la théorie de l'émission cette loi ne pouvait être regardée que comme empirique; dans celle des ondulations, au contraire, elle se présente comme une conséquence rationnelle de l'explication de la réfraction, appliquée au cas où la lumière pénètre dans un milieu dont l'élasticité varie d'une direction à une autre. La dépendance qui existe entre l'élasticité variable d'un milieu diaphane, et la propriété dont il jouit de doubler les images, est établie d'une manière incontestable par les faits suivants. *Elasticité variable des cristaux bi-réfringents.*

Tous les corps diaphanes où la lumière se réfracte toujours dans une seule direction, et d'après la loi de Descartes, offrent la même tenacité, la même élasticité en tout sens; leurs dilatations linéaires produites par la chaleur sont identiques sur toutes les directions. On a constaté, au contraire, que dans les substances cristallisées, dont la forme primitive n'est pas un polyèdre régulier et qui doublent les images, la dilatation linéaire correspondante à une même élévation de température change avec le sens suivant lequel on la mesure; ce résultat prouve directement que les cristaux bi-réfringents possèdent une élasticité variable avec la direction; d'ailleurs l'existence des clivages indique une tenacité inégale, et par suite des différences d'élasticité.

Fresnel a démontré qu'un milieu solide diaphane dans lequel on trouble l'élasticité, primitivement constante, de telle manière qu'elle n'ait plus une énergie égale en tout sens, acquiert par cela même la propriété de doubler les images. Voici l'expérience qu'il a imaginée à cet effet. On prend quatre prismes de verre ayant pour

bases des triangles rectangles isocèles, et parfaitement égaux, que l'on place à côté les uns des autres, de telle sorte que leurs faces hypothénuses soient sur le même plan horizontal; deux bandes de carton, et ensuite deux lames d'acier, sont appuyées contre les bases de ces prismes et servent à maintenir le système entre les mâchoires d'un étau, au moyen duquel on exerce sur lui une forte compression. On intercale ensuite entre les quatre prismes *a*, qui sont ainsi fortement pressés dans le sens de leurs axes, trois autres
FIG. 306. prismes rectangles *b*, de même base mais moins longs, et enfin deux derniers prismes *c* de moitié plus petits, de manière à former un parallélipipède rectangle allongé; les faces de contact des prismes sont collées avec du mastic en larmes, pour éviter les réflexions partielles. Or si l'on regarde à travers ce parallélipipède, et dans le sens de sa longueur, une mire très-étroite disposée à quelques pieds de distance, on aperçoit deux images distinctes, placées à un ou deux millimètres l'une de l'autre et jouissant des mêmes propriétés que celles qu'aurait produites un cristal de spath calcaire, dont l'axe eût été parallèle à celui de compression.

Chaque prisme *a* étant comprimé dans le sens de sa longueur, les molécules sont plus rapprochées suivant l'axe que sur une direction parallèle aux bases; on en conclut facilement que l'élasticité varie autour de chaque point du solide. La double image aperçue à travers le parallélipipède prouve qu'un seul prisme de verre *a*, comprimé suivant son axe, devient bi-réfringent. En se servant de quatre prismes *a* au lieu d'un, on rend le phénomène plus sensible; les prismes *b* et *c* n'ont d'autre but que de faire disparaître la déviation de l'image ordinaire, et de rendre la dispersion presque nulle dans l'image extrordinaire.

Ce fait indique que le rapprochement des molécules d'un milieu diaphane homogène, dans une direction particulière, trouble non-seulement l'élasticité de la matière, mais aussi celle de l'éther comprise entre les molécules, et qui transmet la lumière par ses vibrations. Nous verrons dans la trente-huitième leçon, comment Fresnel a déduit de ce fait et de ses conséquences une théorie mathématique complète de la double réfraction, non-seulement dans le cas des cristaux à un axe, mais dans le cas plus général où aucun des deux rayons, réfractés dans le milieu cristallisé, ne suit la loi de Descartes. Toutes les propriétés optiques des cristaux à deux axes, qui sont très-compliquées quand on les énonce comme résumés empiriques d'une série d'observations, se démontrent très-simplement à l'aide de cette théorie, et n'en sont que

des corollaires. Sous ce point de vue, il convient pour abréger de ne décrire celles de ces propriétés, qui sont depuis longtemps constatées par l'expérience, qu'après avoir expliqué la double réfraction dans le système des ondes. La marche de la lumière dans les cristaux à un axe, entièrement représentée par la construction d'Huygens, suffit d'ailleurs pour faire concevoir les phénomènes généraux de la polarisation, dont il importe de parler avant d'aborder cette explication.

Micromètre à double image.

559. Le phénomène de la double réfraction a été utilisé dans un instrument appelé micromètre à double image, ou lunette de Rochon, du nom de son inventeur. A l'aide de cet instrument, on peut mesurer exactement de très-petits angles, déterminer la distance d'un objet dont on connaît la grandeur, ou inversement. La partie principale de l'appareil se compose de deux prismes de cristal de roche, collés l'un sur l'autre de telle manière que leur ensemble présente deux faces parallèles ; dans l'un de ces prismes ABC, la face AB, que l'on tourne vers l'objet, est perpendiculaire à l'axe de double réfraction ; dans le second prisme ACD, au contraire, les faces et les arêtes latérales sont parallèles à cet axe. FIG. 307.

Il suit de cette disposition, qu'un rayon lumineux, normal à AB, pénètre dans le premier prisme sans se diviser ni se briser, mais qu'arrivé en I′ sur AC, il se divise dans le second prisme ; la réfraction ordinaire s'opère suivant I′O, prolongement de LII′, et la réfraction extraordinaire suivant I′K, plus rapproché de la normale I′N à AC, puisque pour le cristal de roche, l' est plus grand que l. En rentrant dans l'air en K, le rayon extraordinaire se réfracte suivant KE, en s'éloignant encore de la normale LII′O, ou de la direction constante du rayon ordinaire.

L'angle EMO formé par les deux rayons émergents, et que nous désignerons par M, est facile à déterminer; car on a sin. y : sin. A :: $l : l'$, ce qui donne l'angle y, et par suite $y' = A - y$; y étant connu on a l'équation : sin. $M = l'$ sin. y', pour calculer M. Cet angle est très-petit, à cause de la faible différence qui existe entre les indices l et l' pour le cristal de roche ; il augmente avec l'angle réfringent des prismes, mais il atteint à peine 1° lorsque l'angle réfringent A est de 60° ; il n'est que de 19′ ½ pour A = 30°.

Le système des deux prismes est placé dans une lunette astronomique, entre l'objectif et l'image réelle, qui est doublée par cette interposition. A cause de la petitesse de l'angle M, et de la grandeur de la distance focale F de l'objectif, l'image réelle extraordinaire est à peu près égale à l'image réelle ordinaire. Ces deux FIG. 308.

images sont éloignées l'une de l'autre, ou se superposent en partie, suivant les différentes positions des prismes dans la lunette. Mais il y a une position particulière du double prisme pour laquelle les deux images sont en contact, ou juxtaposées; c'est celle que l'on choisit pour l'observation. Alors si h est la grandeur de chaque image et p la distance des prismes au foyer de l'objectif, l'image réelle ordinaire soutendra l'angle M à la distance p, et l'on aura : $h = p$ tang. M. Si V représente en outre l'angle visuel de l'objet à l'œil nu, ou celui que soutend l'image réelle au centre optique de l'objectif, on pourra poser aussi : $h = \mathrm{F}$ tang. V; d'où tang. $\mathrm{V} = \left(\frac{\text{tang. M}}{\mathrm{F}}\right) p$.

La fraction $\left(\frac{\text{tang. M}}{\mathrm{F}}\right)$ étant constante pour une même lunette et un même double prisme, on voit que la tangente de l'angle visuel V ou de la grandeur apparente d'un objet, est proportionnelle à p, ou à la distance du double prisme au foyer de l'objectif. Il est évident que l'oculaire de la lunette, placé entre les images et l'œil, ne fait qu'agrandir ces images, sans rien changer aux conditions ni aux équations précédentes.

Le rapport $\frac{\text{tang. M}}{\mathrm{F}}$ peut être déterminé une fois pour toutes en visant un objet dont la grandeur H et la distance D sont connues; d'où tang. $\mathrm{V} = \frac{\mathrm{H}}{\mathrm{D}}$ et par suite $\frac{\text{tang. M}}{\mathrm{F}} = \frac{\mathrm{H}}{\mathrm{D}p}$; en sorte qu'il suffit de connaître la valeur de p correspondante. Pour cela, on amène les prismes dans la lunette, qui est visée sur cet objet, à un point de son axe tel que les deux images soient en contact; des divisions tracées sur une arête du cylindre extérieur du tube font connaître p, ou le chemin parcouru par le prisme, depuis le point où les deux images se superposaient complétement, et qui est le zéro de l'échelle; un pignon mobile, une crémaillère fixe et une fente latérale servent à opérer le mouvement du micromètre. Le rapport $\frac{\text{tang. M}}{\mathrm{F}}$, que nous désignerons par α, sera ainsi connu.

Si H désigne la hauteur d'un objet de grandeur connue, on a pour la distance D à laquelle il se trouve : $\mathrm{D} = \frac{\mathrm{H}}{\alpha p}$; l'observation, au moyen de l'instrument, pouvant donner p, on en conclura D. On peut ainsi déterminer par la lunette de Rochon la distance d'un corps d'armée, en prenant pour H la hauteur moyenne de l'homme; pareillement pour évaluer en mer la distance d'un bâtiment, on substitue à H dans la formule précédente la grandeur d'un objet connu qu'on aperçoit sur le pont, et la valeur de p qui résulte de l'observation de cet objet à travers la lentille.

L'instrument est ordinairement gradué de manière à dispenser

de faire aucun calcul, pour déduire à chaque observation la donnée que l'on cherche. S'il s'agit par exemple de connaître l'angle visuel ou la grandeur apparente V, on écrit au-dessous de chaque division de l'échelle, ou de chaque valeur de p, la valeur de V correspondante, que l'on calcule au moyen de l'équation tang. $V = \alpha p$, dans laquelle α est un nombre constant et connu. Si l'instrument doit servir dans les armées, on écrit au-dessous des mêmes divisions, les distances D correspondantes à la hauteur moyenne de l'homme H, et qui sont données par l'équation : $D = \frac{H}{\alpha p}$.

La lunette de Rochon a l'inconvénient de donner des bandes colorées sur les bords de l'image réelle extraordinaire, qui empêchent de se servir de cet instrument pour déterminer exactement le diamètre apparent de la lune ou du soleil; car le défaut d'achromatisme est d'autant plus sensible que la distance p est plus grande, et pourrait donner conséquemment de grandes erreurs pour les deux astres dont il s'agit. Mais M. Arago a modifié ce genre d'observation micrométrique de manière à détruire toute cause d'erreur. Il place le double prisme derrière la lunette entre l'oculaire et l'œil; alors il n'y a pas de diffusion sensible dans les couleurs, parce que la dispersion est très-faible près des prismes, dans l'endroit même où l'œil est placé. L'oculaire doit être alors composé de deux verres que l'on éloigne ou rapproche l'un de l'autre, jusqu'à ce que les deux images virtuelles, vues à travers le double prisme, soient en contact; si G est le grossissement de l'oculaire multiple, et A le diamètre apparent de l'objet, on pourra poser $M = GA$, d'où $A = \frac{M}{G}$; ainsi l'angle M étant donné, il suffira de connaître G pour avoir A. Le grossissement G, correspondant à chaque valeur de l'intervalle des deux verres de l'oculaire, indiqué sur une échelle latérale, doit avoir été déterminé d'avance.

M. Arago se sert encore du double prisme pour mesurer le grossissement des instruments d'optique : en le plaçant devant l'oculaire, il vise avec la lunette un disque de grandeur connue, qu'il fait éloigner ou rapprocher, jusqu'à ce que les deux images paraissent en contact; connaissant la distance et la grandeur réelle du disque, il en déduit facilement son diamètre apparent A, et l'équation $G = \frac{M}{A}$ donne le grossissement. Enfin pour avoir l'angle de bifurcation M, on peut se dispenser de le calculer, en le déduisant de l'expérience suivante : on vise directement sans lunette et à travers le double prisme, un disque d'un diamètre connu B, et l'on s'en éloigne à une distance L, telle que les deux images soient en contact; on a alors tang. $M = \frac{B}{L}$.

De la polarisation.

560. Le phénomène de la double réfraction a conduit à la découverte d'une classe de faits, qui indiquent que les rayons de lumière peuvent acquérir, par la réfraction et la réflexion, des propriétés particulières qui les distinguent des rayons venus directement des sources lumineuses. Ces faits nouveaux sont peut-être les plus importants de l'optique, en ce qu'ils paraissent dépendre plus que tout autre de la constitution intérieure des corps, ou de la disposition relative des atomes pondérables. Tout porte à penser qu'une étude approfondie de ces faits doit conduire à des découvertes importantes sur les actions moléculaires, physiques et chimiques. Les résultats curieux obtenus récemment par M. Biot, et que nous aurons l'occasion de citer par la suite, donnent une grande probabilité à cette prévision. Mais ce qui surtout rend très-importante cette classe de faits, dans l'état actuel de la science, c'est le parti que Fresnel a su en tirer, pour découvrir la cause et les lois d'une multitude de phénomènes, tels que la variation d'intensité de la lumière réfléchie, la double réfraction, les teintes colorées que présentent dans certaines circonstances les lames cristallisées, etc. On ne possédait sur tous ces phénomènes que des lois empiriques et discordantes; Fresnel les a groupées sous une même théorie, dont les principes sont simples et peu nombreux. Nous n'exposerons d'abord dans cette leçon que les premiers faits découverts sur cette partie de l'optique.

Propriétés des rayons ordinaire et extraordinaire.

561. Quand un seul rayon solaire pénètre dans un cristal bi-réfringent, et à faces parallèles, les deux rayons réfractés sont d'égale intensité. Lorsque les deux rayons qui émergent de ce premier cristal sont reçus sur un autre cristal pareillement bi-réfringent, chacun d'eux s'y bifurque encore en deux autres; c'est-à-dire qu'il y a quatre rayons émergeant du second cristal; mais ces rayons ont en général des intensités différentes. Autrement, si l'on regarde un objet à travers l'ensemble des deux cristaux, on voit en général quatre images de cet objet; mais si l'on fait tourner le second cristal, en laissant le premier fixe, on n'aperçoit plus que deux images dans quatre positions rectangulaires, pour lesquelles les deux sections principales sont parallèles ou perpendiculaires entre elles.

Lorsque d'abord les deux sections principales sont parallèles, l'image ordinaire ou extraordinaire, à la sortie du premier cristal, ne donne qu'une image ordinaire ou extraordinaire, à la sortie du second. Les deux sections principales s'écartant l'une de l'autre, les quatre images reparaissent. Lorsque l'angle des deux sections principales est droit, l'image ordinaire ou extraordinaire, à la sor-

tie du premier cristal, ne donne qu'une image extraordinaire ou ordinaire à la sortie du second. Les mêmes phénomènes se reproduisent lorsque l'angle des deux sections principales est égal à deux droits, plus grand, et égal à trois droits. L'intensité de la lumière pour les quatre images est différente ; elle ne devient la même que lorsque les sections principales font entre elles un angle de 45°. Ces phénomènes subsistent pour deux cristaux bi-réfringents de substances différentes, à un ou à deux axes.

Ainsi la lumière qui a traversé un cristal bi-réfringent, à acquis des propriétés nouvelles, et qui la distinguent de la lumière naturelle. Lorsqu'après avoir éprouvé la réfraction ordinaire dans un premier cristal, elle tombe sur un second, elle s'y divise en deux faisceaux d'inégale intensité, ou bien se réfracte en un seul faisceau, ordinaire ou extraordinaire, si la section principale du second cristal est parallèle ou perpendiculaire à celle du premier. La lumière qui a éprouvé la réfraction extraordinaire dans un premier cristal, se divise aussi en deux faisceaux d'inégale intensité, quand elle pénètre dans un second cristal, ou bien elle n'y subit qu'une seule réfraction extraordinaire ou ordinaire, lorsque les sections principales des deux cristaux sont parallèles ou perpendiculaires.

562. La lumière naturelle peut aussi acquérir ces propriétés nouvelles après une simple réflexion sur des corps polis, sous de certaines incidences. Par exemple, si l'on fait tomber un rayon lumineux sur une plaque de verre poli, sous un angle de 35° 25′ avec la surface, en ayant soin de noircir la deuxième surface de la lame, pour éviter la seconde réflexion, la lumière réfléchie, reçue perpendiculairement sur un cristal de spath d'Islande, y produit les mêmes phénomènes que la lumière qui se serait réfractée ordinairement, dans un cristal ayant sa section principale parallèle au plan de réflexion. En effet : 1° le rayon réfléchi produit généralement deux faisceaux d'inégale intensité, en pénétrant normalement dans le spath d'Islande ; 2° il n'y subit qu'une seule réfraction, ordinaire ou extraordinaire, quand la section principale du cristal est parallèle ou perpendiculaire au plan de réflexion ; 3° enfin les deux rayons réfractés n'ont la même intensité, que lorsque la section principale fait un angle de 45° avec le plan de réflexion.

Lumière polarisée par réflexion.

Fig. 309.

On donne le nom de *polarisation* à la propriété que la lumière réfléchie acquiert dans ces circonstances, parce que pour l'expliquer, dans le système de l'émission, on admet que les molécules lumineuses ont deux pôles ou centres d'action analogues aux pôles des

aimants, et que la réflexion sur le verre, sous l'angle 35° 25′, fait tourner toutes les molécules lumineuses du rayon réfléchi suivant unemê me direction, de telle manière que l'axe de chacune d'elles, ou la ligne qui joint ses pôles, soit parallèle au plan de réflexion. De cette hypothèse sont nées plusieurs dénominations. La lumière qui jouit des propriétés énoncées dans l'article précédent est dite *polarisée;* on appelle *plan de polarisation* celui de la réflexion qui donne à la lumière les propriétés dont il s'agit, ou dans l'hypothèse de l'émission, le plan auquel les axes des molécules de la lumière sont parallèles; on dit alors que la lumière est polarisée suivant ce plan. Ainsi le rayon ordinaire, dans le spath d'Islande, est polarisé suivant le plan de la section principale, et le rayon extraordinaire l'est suivant un plan perpendiculaire à cette même section.

Propriétés de la lumière polarisée par réflexion.

563. Quand on reçoit un rayon polarisé, c'est-à-dire réfléchi par une lame de verre sous l'angle de 35° 25′, sur une seconde glace faisant le même angle avec ce rayon, on peut constater de grandes variations d'intensité dans le faisceau doublement réfléchi. En effet, si l'on fait tourner la seconde glace autour du rayon polarisé, sans changer l'angle qu'elle fait avec lui, on remarque: 1° que l'intensité de la lumière réfléchie par cette nouvelle glace varie sans cesse, et atteint son maximum quand le second plan de réflexion est parallèle au premier; 2° qu'il n'y a au contraire aucune lumière réfléchie, lorsque ces deux plans de réflexion sont perpendiculaires entre eux, c'est-à-dire que, dans ce dernier cas, toute la lumière polarisée pénètre dans la seconde glace.

Pour répéter commodément cette expérience, on se sert d'un tube ou tuyau de cuivre noirci intérieurement, et supporté par une colonne verticale sur laquelle il peut prendre diverses inclinaisons.
Fig. 310. Deux tambours ou cylindres s'emboîtent sur les extrémités libres de ce tuyau; à chaque tambour sont adaptées deux tiges de cuivre parallèles à son axe et diamétralement opposées; un anneau portant une plaque de verre, peut tourner autour d'un axe transversal maintenu par ces tiges; ce mouvement est réglé et mesuré sur un limbe latéral. Le mouvement de rotation de chaque tambour est également mesuré par des divisions tracées sur le tube principal. Un diaphragme, placé dans l'intérieur de ce dernier tube, limite l'étendue du faisceau qui doit être polarisé par réflexion sur une des lames, afin qu'il ne contienne, en tombant sur la seconde, que des rayons primitivement réfléchis sous des angles peu différents les uns des autres.

S'il s'agit de vérifier avec cet appareil les variations d'intensité

d'un faisceau lumineux polarisé et doublement réfléchi, on donne aux lames de verre, encastrées dans les anneaux, des positions telles qu'elles fassent avec l'axe du tube le même angle de 35° 25'. L'appareil étant placé devant une fenêtre, on incline le tube sur la colonne qui lui sert de pied, de manière qu'une des lames réfléchisse suivant l'axe de ce tube la lumière des nues, venant d'un point du ciel suffisamment clair. On fait ensuite tourner lentement le tambour qui porte la seconde lame; et si l'on suit de l'œil l'image réfléchie du diaphragme intérieur, on reconnaît facilement dans cette image les variations d'intensité énoncées ci-dessus.

On rend cette expérience plus commode en ajoutant à l'instrument un écran de verre dépoli, joint par une tige de forme convenable au tambour de la seconde lame, et qui suit les mouvements de ce tambour de manière à toujours recevoir le faisceau doublement réfléchi; si la chambre est suffisamment obscure, on aperçoit sur cet écran une trace lumineuse, qui éprouve les variations d'intensité énoncées. Lorsque la lumière incidente vient directement du soleil ou d'une source artificielle, ces variations sont beaucoup plus sensibles; mais la vive intensité de cette lumière augmente l'influence des rayons obliques sur l'axe du tube, et l'image aperçue sur l'écran, quoique considérablement affaiblie, ne disparaît pas complétement quand les deux plans de réflexion sont perpendiculaires.

L'appareil étant convenablement disposé, on peut enlever le tambour supérieur, et recevoir directement le faisceau polarisé sur un rhomboïde de spath d'Islande, pour observer les variations d'intensité des deux rayons réfractés qu'il produit. On reconnaît alors facilement qu'il n'existe qu'un seul faisceau émergent, provenant du rayon ordinaire ou extraordinaire, lorsque la section principale du rhomboïde est parallèle ou perpendiculaire au plan de polarisation du rayon incident.

564. Supposons que le cristal soit fixé de manière que la section principale reste parallèle au plan de réflexion sur la lame de verre: l'œil placé derrière ce cristal n'apercevra qu'une seule image. Mais si, dans ces circonstances, on change l'inclinaison de la lame de verre sur l'axe du tube, en modifiant aussi l'inclinaison du tube principal pour que la lumière réfléchie traverse toujours le diaphragme, la seconde image reparaît; elle augmente d'intensité à mesure que l'incidence s'éloigne de 35° 25', dans un sens ou dans l'autre. On conclut de cette expérience que la lumière naturelle, réfléchie par une lame de verre, ne se polarise complétement que sous l'incidence de 35° 25'; et que le faisceau réfléchi sous toute

Angle de polarisation.

autre incidence contient une portion de lumière naturelle, d'autant plus grande que cette incidence s'éloigne plus, dans un sens ou dans l'autre, de l'angle de la polarisation totale.

Si dans l'expérience précédente on substitue, à la lame de verre, une lame d'une autre nature suffisamment polie, dont on fait varier de la même manière l'inclinaison sur l'axe du tube, l'œil regardant à travers le cristal bi-réfringent, fixé dans la position indiquée, aperçoit deux images inégalement intenses, desquelles la plus vive est toujours celle qui correspond au faisceau réfracté ordinairement; mais il existe en général une certaine incidence, variable avec la nature de la lame, pour laquelle l'image extraordinaire disparaît, ou au moins atteint un minimum d'intensité comparativement à l'autre image. Ainsi l'on peut dire que tout faisceau lumineux qui a subi une réflexion régulière à la surface d'un milieu pondérable, contient une certaine proportion de lumière polarisée suivant le plan de cette réflexion.

On appelle ***angle de polarisation*** d'une substance, l'angle que doit faire un rayon lumineux incident, avec une surface plane et polie de cette substance, pour que le rayon réfléchi correspondant soit polarisé le plus complétement possible. MM. Arago et Biot ont déterminé les valeurs de cet angle pour un grand nombre de corps solides et liquides, par des procédés différents. Les résultats de ces observations indiquent que l'angle de polarisation est celui pour lequel le rayon réfléchi est perpendiculaire au rayon réfracté. Cette loi, d'une simplicité remarquable, a été signalée par Brewster. Elle
FIG. 311. donne un moyen facile de retrouver l'angle de polarisation A, lorsqu'on connaît l'indice de réfraction l de la substance que l'on considère, car on doit avoir, d'après cette loi, $\cos. A = l \sin. A$, ou $\text{tang. } A = \frac{1}{l}$. Cette loi n'est pas applicable à la lumière réfléchie par les cristaux bi-réfringents; pour ces substances, l'angle de polarisation varie avec la position relative du plan de réflexion et de la section principale, suivant des lois qui sont encore inconnues.

L'expérience indique que la lumière n'est presque jamais complétement polarisée par réflexion sous aucune incidence; c'est-à-dire que l'image extraordinaire, quoique s'affaiblissant extrêmement pour l'angle de polarisation, lorsque l'on reçoit le rayon réfléchi sur un cristal dont la section principale est parallèle au plan de réflexion, ne disparaît cependant pas complétement. Mais la quantité de lumière polarisée, ou l'affaiblissement de l'image extraordinaire, augmente à mesure que l'incidence approche de celle qui correspond à l'angle de polarisation. Pour le verre, la lumière réfléchie

sous l'angle de 35° 25′, est presque totalement polarisée ; on obtient cependant une polarisation plus complète encore, par la réflexion sur une plaque polie d'*obsidienne*, sous l'angle de polarisation de 33° ½.

Lumière polarisée par réfraction.

565. La lumière naturelle qui tombe sur une lame de verre à faces parallèles, sous l'angle de polarisation, n'est qu'en partie réfléchie, une autre portion traverse la lame en s'y réfractant. Malus, à qui l'on doit la découverte des phénomènes de la polarisation, a reconnu aussi le premier que la lumière réfractée à travers la lame était polarisée en partie, suivant un plan perpendiculaire au plan de réflexion. On peut s'en assurer en recevant le rayon émergent sur un rhomboïde de spath d'Islande, les deux images sont inégalement intenses; l'image ordinaire a son minimum d'intensité, lorsque la section principale du cristal est parallèle au plan de réflexion; l'image extraordinaire a alors au contraire son maximum d'éclat; l'inverse a lieu lorsque la section principale du cristal est perpendiculaire au plan de réflexion. On peut encore vérifier le même fait en recevant le rayon émergent sur une nouvelle glace, sous l'angle de polarisation; si l'on fait tourner cette glace sans changer cet angle, on remarque qu'elle réfléchit un minimum de lumière lorsque son plan de réflexion est parallèle au premier, et un maximum quand il lui est perpendiculaire. Fig. 312.

M. Arago a fait voir que la portion de lumière, polarisée dans le rayon réfracté, était toujours égale en intensité à la lumière polarisée du rayon réfléchi, en sorte que par l'acte de la réflexion une portion de la lumière est polarisée suivant deux plans, desquels l'un est parallèle et l'autre perpendiculaire au plan de réflexion ; la lumière polarisée dans le premier sens se réfléchit, et l'autre se réfracte. La portion de lumière réfractée dans une lame de verre sous l'angle de polarisation, n'émerge pas en totalité; une portion se réfléchit à la seconde surface ; Malus a fait voir que cette nouvelle portion est polarisée dans le même sens que la lumière réfléchie, en la faisant sortir perpendiculairement à une face taillée en biseau dans la lame, et l'analysant au moyen d'un cristal bi-réfringent ou d'une nouvelle glace. Fig. 313.

Propriétés d'une pile de glaces.

566. Ces faits divers indiquent un moyen simple d'obtenir, par une suite de réfractions, un faisceau lumineux complétement polarisé. On se sert pour cela d'une pile de lames de verre, parallèles entre elles, que l'on présente sous l'angle de polarisation à un faisceau de lumière naturelle. A l'entrée dans la première lame, une portion de faisceau incident se réfléchit, polarisée suivant le plan Fig. 314.

d'incidence; une portion égale se réfracte, polarisée suivant un plan perpendiculaire au premier, mais en outre il y a de la lumière naturelle réfractée. A la surface de la seconde lame, toute la portion de lumière polarisée transmise se réfracte, mais en même temps une nouvelle portion de lumière naturelle se divise, en lumière réfléchie polarisée suivant le plan d'incidence, et en lumière réfractée polarisée dans un sens perpendiculaire, et ainsi de suite. La quantité de lumière polarisée perpendiculairement au plan d'incidence doit donc augmenter, tandis que la quantité de lumière naturelle doit diminuer, avec le nombre croissant des lames traversées.

L'expérience confirme cette conséquence, car après avoir traversé plusieurs lames de verre, sous l'angle de polarisation, la lumière réfractée se trouve entièrement polarisée suivant un plan perpendiculaire au plan d'incidence. On explique très-bien, d'après cela, comment il se fait qu'une pile d'un nombre suffisant de glaces que l'on présente, sous l'angle de polarisation, à un faisceau lumineux polarisé, laisse traverser ce faisceau avec tout son éclat, ou jouit d'une très-grande transparence, lorsque son plan d'incidence est perpendiculaire au plan de polarisation du faisceau incident; tandis que si ces plans sont parallèles, la même pile ne donne aucun signe de lumière transmise, ou paraît tout-à-fait opaque. La propriété dont jouit une pile de glaces parallèles de polariser complétement la lumière qui la traverse, n'est pas restreinte au cas de l'angle de polarisation; elle a lieu pour toute autre incidence, puisqu'il y a toujours une portion de lumière polarisée, mais il est nécessaire alors d'employer un plus grand nombre de lames.

Propriété de la tourmaline.

567. Ce phénomène de polarisation complète par réfraction, ou d'absorption de la lumière polarisée suivant le plan d'incidence, s'observe dans certains cristaux, que l'on suppose par cette raison devoir être formés de lames superposées et peu adhérentes; la lumière qui les traverse, en émerge totalement polarisée perpendiculairement au plan d'incidence, en sorte que si cette substance est douée de la double réfraction, et en plaque suffisamment épaisse, elle ne donnera qu'un rayon émergent, réfracté extraordinairement. C'est ce qui a lieu pour la tourmaline : si l'on regarde un objet mince à travers un prisme de cette substance, dont les arêtes sont parallèles à l'axe de double réfraction, l'œil étant placé près de l'angle dièdre réfringent, on aperçoit deux images; mais à mesure qu'on approche l'œil de la base du prisme l'image ordinaire s'affaiblit, et finit par disparaître.

Il résulte de ce fait curieux un moyen simple, et souvent utilisé,

de reconnaître suivant quel sens un rayon lumineux est polarisé. On le reçoit sur une plaque de tourmaline parallèle à l'axe, et suffisamment épaisse, que l'on fait tourner. Si le faisceau incident est totalement polarisé, on trouve une position particulière pour laquelle aucune lumière n'est transmise à travers la plaque ; l'axe de la tourmaline est alors parallèle au plan de polarisation cherché. Lorsque la lumière incidente n'est qu'en partie polarisée, la seule image aperçue à travers la plaque de tourmaline ne disparaît pour aucune position, mais atteint un minimum d'intensité. Quand la lumière est naturelle, cette image unique conserve une clarté constante.

La loi de réfraction simple est en défaut lorsque la lumière pénètre dans les cristaux bi-réfringents ; le fait de la réflexion se complique quand il s'agit de la lumière polarisée, puisqu'il existe, pour cette espèce de lumière, des circonstances où elle échappe à la réflexion, et se réfracte en totalité ; enfin nous citerons bientôt des phénomènes pour lesquels la lumière semble se propager en ligne courbe. Ainsi les trois principes qui servent de base à l'optique géométrique ne peuvent être adoptés d'une manière absolue. L'ancienne théorie de l'émission était totalement impuissante pour rendre compte de ces exceptions ; les hypothèses subsidiaires, dont il fallait étayer l'idée fondamentale, étaient aussi nombreuses que les phénomènes nouveaux qu'il s'agissait d'expliquer, en sorte que ces hypothèses ne faisaient que transformer l'énoncé des faits, sans établir entre eux aucune liaison nécessaire. Toutes ces exceptions sont au contraire des conséquences naturelles de l'idée primitive des ondulations, et tendent même à la simplifier.

Dans la lutte récente qui s'est établie, au milieu du monde savant, entre les défenseurs des idées de Newton sur la lumière, et les partisans de la théorie des ondes, les succès obtenus par ces derniers ont d'abord été contestés. Mais quand, parmi eux, Fresnel fut parvenu à déduire, d'un petit nombre de principes simples et féconds, un enchaînement rigoureux de tous les faits de l'optique, et leur explication complète, jusque dans leurs moindres variétés, il fallut se rendre à l'évidence, ou reconnaître au moins que l'idée des vibrations était *plus heureuse* que celle de l'émission. Nous laisserons le parti réduit au silence chercher une excuse de sa défaite dans le *rare bonheur* de ses adversaires, et nous adopterons complétement les idées de Fresnel, comme offrant un guide certain, pour décrire et expliquer les phénomènes d'optique dont il nous reste à parler.

TRENTE-SIXIÈME LEÇON.

Théorie des ondulations lumineuses. Principes. — Vitesse de propagation. Inégales vitesses des ondes lumineuses de différentes largeurs. — Vitesses de vibration. Direction. — Intensité. Phase — Composition des mouvements vibratoires. Définition d'un rayon de lumière homogène. Trajectoire de la molécule vibrante. — Principe des interférences. — Expérience de Fresnel. Franges. Mesure des longueurs d'ondulation de la lumière. — Explication de la réflexion, de la réfraction, de la dispersion, par la théorie des ondes. — Mesure de l'épaisseur des lames minces transparentes.

Théorie des ondes lumineuses.

568. Tous les phénomènes lumineux que nous avons décrits, se groupent autour d'un petit nombre de faits principaux dont ils sont les conséquences. Pour compléter la théorie de l'optique, il nous reste à chercher le lien qui doit exister entre ces faits. Il était impossible d'établir cette liaison sans adopter une idée particulière sur la cause générale de la lumière. Nous avons discuté, dans plusieurs circonstances, les motifs irrécusables qui doivent faire rejeter l'idée de l'émission ; il faut prouver maintenant que l'hypothèse d'un fluide vibrant conduit à des conséquences rationnelles, complétement d'accord avec les faits.

La théorie des ondulations a été imaginée par Descartes ; Huyghens et Euler s'en servirent pour expliquer plusieurs des phénomènes principaux de l'optique ; plus tard, les recherches de Young ont mis hors de doute les faits qui lui servent de base ; mais c'est surtout aux travaux plus récents de Fresnel, qu'elle doit ses progrès les plus importants. Les principes de cette théorie se réduisent aux deux suivants.

Principes de la théorie des ondes lumineuses.

569. 1° Il existe dans tout l'espace, et même entre les particules des corps, un fluide éminemment élastique, auquel on donne le nom *d'éther*. Son état statique dépend de la répulsion qu'il exerce sur lui-même, et des actions qu'il éprouve de la part des atomes pesants. En vertu de ces forces, l'éther est répandu uniformément dans tout espace vide de matière pondérable, sa densité est constante, et son élasticité est la même en tout sens. Dans un espace occupé par un corps solide, liquide ou gazeux, l'éther peut avoir

une densité plus grande ou plus petite que dans le vide, et son élasticité suit les mêmes variations que celle des corps pondérables, c'est-à-dire qu'elle est constante dans les gaz, les liquides et les solides homogènes non cristallisés, mais varie avec la direction dans les cristaux dont la forme primitive n'est pas un polyèdre régulier.

2° Les corps lumineux vibrent comme les corps sonores, mais avec beaucoup plus de rapidité. Les vibrations de leurs particules sont communiquées à l'éther, se propagent dans ce fluide, et donnent lieu à des ondes qui produisent la sensation de la lumière. Des vibrations plus ou moins rapides occasionnent des ondes lumineuses plus ou moins larges, d'où résulte la sensation des différentes couleurs.

Ces principes conduisent aux conséquences suivantes. Les ondes lumineuses sont sphériques dans le vide, et dans les corps homogènes dont l'élasticité est la même en tout sens; c'est-à-dire qu'un ébranlement, occasionné dans un lieu quelconque du fluide, se transmet avec la même vitesse dans toutes les directions, de telle sorte qu'il se trouve à chaque instant sur une surface sphérique dont le centre est à l'origine du mouvement, et qu'on peut regarder comme plane à une grande distance de cette origine. Dans les corps homogènes où l'élasticité varie autour de chaque point, mais de la même manière sur toute leur étendue, les ondes lumineuses cessent d'être sphériques; c'est-à-dire qu'une onde plane s'y propage avec une vitesse variable suivant sa direction. Pour l'un et l'autre cas, les ébranlements successifs qui constituent une série de vibrations isochrones, à l'origine du mouvement, se transmettant suivant chaque direction à la suite les unes des autres, dans le même ordre et avec la même vitesse, toute molécule d'éther atteinte par le premier de ces ébranlements exécute nécessairement une suite de vibrations de même durée que celles qui ont eu lieu à l'origine.

570. Pour déduire des deux principes précédents l'explication des faits généraux de l'optique, nous ne considérerons d'abord que les ondes lumineuses sphériques ou planes, qui se propagent dans le vide, ou dans les milieux diaphanes d'élasticité constante; nous étudierons plus tard la marche de la lumière dans les substances cristallisées. Les détails dans lesquels nous sommes entrés, pour expliquer la propagation du son dans un gaz, font également concevoir le mode de transmission de la lumière dans le fluide éthéré. La longueur d'une ondulation est toujours la distance qui sépare, sur un même rayon, deux molécules vibrantes animées de la même

Vitesse de propagation.

vitesse de vibration, et telles que celle en avant soit en retard sur l'autre d'une oscillation complète.

Quand on suppose, comme dans la théorie mathématique des ondes sonores, que les forces qui agissent sur les molécules vibrantes de l'éther, s'éteignent à des distances assez petites pour être négligeables relativement aux longueurs d'ondulation, les calculs fondés sur les principes de la mécanique rationnelle, qui donnent la vitesse du son et la loi que suivent les vibrations de l'air, conduisent à des formules analogues pour la vitesse de la lumière et les vibrations de l'éther.

Dans cette hypothèse, si l'on représente par u la vitesse uniforme et constante avec laquelle un ébranlement se transmet dans l'éther de densité d et d'élasticité e, on aurait $u = \sqrt{\frac{e}{d}}$. On ne peut mesurer directement par aucun moyen ni d, ni e; mais la lumière parcourant 70,000 lieues environ par seconde de temps, on conclurait de la formule précédente que l'élasticité de l'éther est très-grande, ou que sa densité est très-petite.

Inégales vitesses des ondes de différentes largeurs.

571. Une autre conséquence de la même hypothèse, c'est que les ondes lumineuses correspondantes à des vibrations plus ou moins rapides, devraient se propager toutes avec la même vitesse dans le même milieu. Mais le fait de la dispersion ou de la variation des indices de réfraction pour des rayons diversement colorés, prouve la fausseté de cette conclusion. On est donc conduit à reconnaître que le rayon d'activité des forces, qui agissent sur les molécules du fluide éthéré, est comparable aux longueurs des ondulations lumineuses; d'où résulte, d'après des calculs faits par Fresnel, que des ondes de différentes espèces, se propageant dans le même milieu, doivent éprouver des retards d'autant plus grands que ces ondes sont plus courtes.

D'ailleurs M. Cauchy est parvenu aux lois mathématiques des mouvements vibratoires d'un milieu quelconque, sans faire aucune hypothèse sur la limite des forces, et il résulte rigoureusement de ces lois que des vibrations plus rapides doivent se propager avec une moindre vitesse. On ne doit pas s'étonner que l'hypothèse qui assigne des distances négligeables aux actions moléculaires, conduise à des résultats confirmés par l'expérience dans la théorie du son, et à des résultats inexacts dans celle de la lumière : car les ondes sonores les plus courtes, parmi celles que l'oreille humaine peut percevoir, ont au moins 2 ou 3 centimètres de longueur; tandis que la plus grande longueur d'ondulation de la lumière sensible, celle du rouge, dépasse à peine un demi-millième de millimètre.

572. Cette différence entre les deux théories n'est pas la seule. Lors de la propagation du son, le calcul démontre qu'à une distance finie et très-petite du centre d'ébranlement, les molécules de l'air exécutent toujours leur mouvement vibratoire normalement à la surface des ondes, c'est-à-dire sur la direction même du rayon sonore. Mais les vibrations de l'éther, qui produisent la lumière, sont d'une toute autre nature : Fresnel a démontré rigoureusement, en partant des faits généraux de la polarisation, et des phénomènes d'interférence dont nous parlerons bientôt, que pour la lumière les molécules du fluide éthéré oscillent sur la surface même des ondes, ou perpendiculairement au rayon lumineux, dans les milieux diaphanes non cristallisés.

Direction des vibrations lumineuses.

Ces deux directions du mouvement vibratoire diffèrent essentiellement, en ce sens que la première, celle qui correspond au son, est toujours accompagnée de dilatations et de condensations, se succédant périodiquement comme les vitesses de vibration; tandis que la seconde, celle qui caractérise la lumière, peut avoir lieu sans que l'éther éprouve aucun changement de densité. Les équations aux différences partielles qui représentent, d'une manière générale, les petits mouvements intérieurs d'un milieu élastique homogène, non-seulement indiquent l'existence de ces deux espèces de vibrations, mais en outre leur assignent des vitesses très-différentes, qui sont entre elles dans un rapport incommensurable, tel que celui de $\sqrt{3}$ à l'unité, la plus grande vitesse étant celle des ondes condensantes et dilatantes, et la plus petite celle des ondes sans changement de densité.

Il peut se faire qu'un trouble quelconque, apporté dans l'équilibre d'une petite masse d'air, détermine dans l'atmosphère les deux genres de vibrations qui viennent d'être définis, mais l'organe de l'ouïe, n'étant affecté que par le système d'ondes accompagné de dilatations et de condensations, reste sourd pour le second système, qui, s'il existe, doit correspondre à d'autres phénomènes que le son. Pareillement lorsque l'éther est agité près des sources lumineuses, il en résulte très-probablement les deux systèmes d'ondes, mais la rétine n'étant affectée que par celui des vibrations transversales, le premier, celui où l'éther éprouve des changements de densité, reste inaperçu, ou correspond à d'autres phénomènes que ceux de la lumière.

Imaginons toutes les molécules du milieu élastique homogène distribuées sur des plans parallèles, et perpendiculaires à la direction suivant laquelle se propagent des ondes planes, nées d'un

ébranlement dont le centre est très-éloigné. L'état vibratoire, correspondant au son, sera représenté par des oscillations de ces couches, normales à leurs surfaces, elle se rapprocheront et s'éloigneront successivement les unes des autres; il y aura des périodes de dilatation et de condensation; et les résultantes des forces élastiques seront normales aux couches. Quant à l'état vibratoire correspondant à la lumière, il sera représenté par des oscillations parallèles aux plans des couches, et d'une amplitude incomparablement plus petite que l'intervalle des molécules; les couches resteront aux mêmes distances, la densité du milieu n'éprouvera pas d'altération, et la résultante des forces élastiques développées sera parallèle aux ondes.

On peut encore se figurer d'une autre manière les deux espèces de mouvements vibratoires, en considérant isolément celles des molécules du milieu élastique qui étaient situées, lors du repos, à des distances égales sur une même droite passant par le centre d'ébranlement. Les molécules de cette file, à une époque quelconque de l'état vibratoire correspondant au son, seront distribuées de la même manière que celles d'une corde infiniment mince vibrant longitudinalement, au moment où elle termine une demi-vibration. Tandis que pour le genre de mouvement qui appartient à la lumière, les molécules primitivement en ligne droite se trouveront disposées comme celles de la corde vibrant transversalement. La distance entre les nœuds de vibration représente, dans les deux cas, la demi-largeur de l'onde.

Loi des vibrations lumineuses.

573. Le caractère principal des ondulations lumineuses est ainsi parfaitement défini; mais pour démontrer que ce caractère est une conséquence nécessaire des faits, il importe de considérer ici les vibrations de l'éther dans toute leur généralité, ou d'admettre qu'elles peuvent avoir lieu sur toutes les directions, non situées nécessairement sur le plan de l'onde. Nous supposerons d'abord que les molécules du fluide, voisines du corps lumineux, ne soient sollicitées à se mouvoir que sur une seule direction, et qu'elles n'exécutent qu'une seule espèce de vibration. Dans ce cas particulier, la loi du mouvement de l'éther, soit près du corps lumineux, soit à la surface d'une onde, peut être exprimée par une formule très-simple, dont voici la démonstration.

L'amplitude des vibrations étant nécessairement très-petite relativement à l'intervalle des molécules de l'éther, on peut supposer que la force accélératrice, qui sollicite la molécule vibrante, est constamment proportionnelle à la distance qui la sépare de sa posi-

tion d'équilibre. Soient : y cette distance ; t le temps ; $v = -\frac{dy}{dt}$, la vitesse à cette époque ; e un coefficient proportionnel à l'élasticité du fluide. On pourra poser $-\frac{dv}{dt} = ey$, ou $\frac{d^2y}{dt^2} + ey = 0$; l'intégrale générale de cette équation aux différences ordinaires peut être mise sous la forme $y = \alpha \cos. (t\sqrt{e} + c)$; α et c étant les deux constantes arbitraires. Le coefficient α représente la demi-amplitude de l'oscillation, ou l'écart maximum. Si l'on prend pour origine du temps l'époque où la molécule commence une vibration, on doit avoir $y = \alpha$ pour $t = 0$, ce qui donne $c = 0$; la valeur de y devient $y = \alpha \cos. t\sqrt{e}$. La durée d'une oscillation complète sera évidemment donnée par la relation $t\sqrt{e} = 2\pi$; soit τ cette durée, on peut poser $\sqrt{e} = \frac{2\pi}{\tau}$, et prendre enfin pour valeur de y : (1) $y = \alpha \cos. 2\pi \frac{t}{\tau}$. On déduit de cette équation $v = -\frac{dy}{dt} = \frac{2\pi}{\tau} \alpha$ $\sin. 2\pi \frac{t}{\tau}$, ou en posant $\frac{2\pi}{\tau} \alpha = a$: (2) $v = a \sin. 2\pi \frac{t}{\tau}$.

C'est par cette dernière formule que nous exprimerons la vitesse de vibration au centre de l'ébranlement ; il est facile d'en conclure que celle de l'éther, à une distance x de la source lumineuse, et rapportée à la même origine du temps, aura pour expression :

$$v = \frac{a}{x} \sin. 2\pi \left(\frac{t}{\tau} - \frac{x}{u\tau}\right) ;$$

u étant la vitesse de propagation de l'espèce de lumière caractérisée par la durée τ, dans le milieu homogène et d'élasticité constante que l'on considère. A une grande distance de la source, ou dans le cas des ondes planes, on peut négliger les variations du coefficient $\frac{a}{x}$, c'est-à-dire prendre simplement $v = a \sin. 2\pi \left(\frac{t}{\tau} - \frac{x}{u\tau}\right)$. Enfin si l est la longueur d'ondulation, on aura, d'après sa définition, $u\tau = l$, et par suite (3) $v = a \sin. 2\pi \left(\frac{t}{\tau} - \frac{x}{l}\right)$.

574. Dans la théorie des ondes, l'intensité d'une même espèce de lumière doit varier comme la force vive que possède une même masse du fluide vibrant, ou comme le carré de la vitesse dont cette masse est animée, à la même époque du mouvement vibratoire. On pourra donc prendre, pour représenter cette intensité, le carré du coefficient qui multiplie le sinus du temps, dans l'expression générale de la vitesse de vibration ; c'est-à-dire a^2 dans le cas des ondes planes, et $\frac{a^2}{x^2}$ dans celui des ondes sphériques. D'où l'on conclut, comme pour le son, que l'intensité de la lumière rayonnée d'une même source varie en raison inverse du carré de la distance. Intensité de la lumière.

575. Lorsque les ondes qui se succèdent sont en nombre indéfini, on peut substituer à la distance x, dans la formule (3), le Phases de la vitesse de vibration.

reste de sa division par l; car si l'on pose $x = nl + \varphi$, n étant un nombre entier, la valeur (3) se réduit à (4) $v = \sin. 2\pi\left(\frac{t}{\tau} - \frac{\varphi}{l}\right)$ en diminuant l'arc total de $2n\pi$, ce qui ne change rien à la valeur du sinus. Cette longueur φ, que nous appellerons *phase* de la molécule vibrante, est comprise entre 0 et l. Mais afin de ne négliger aucune circonstance, il faut remarquer qu'elle peut ne pas être égale au résidu de la division de x par l, car la complication des causes de l'ébranlement doit occasionner souvent des retards dans les vibrations (§ 584).

Lumière composée.

576. Il résulte du principe de Bernouilli sur la coexistence des petits mouvements, ou de la forme même des équations différentielles qui les représentent, qu'une molécule d'éther, atteinte en même temps par plusieurs ébranlements venant de la même source ou de sources différentes, obéit à la fois à toutes ces impulsions, en sorte que les ondes lumineuses se superposent sans se nuire comme les ondes sonores. En général un même corps lumineux doit être considéré comme l'origine d'une infinité d'ondes lumineuses d'espèces différentes, qui se propagent simultanément dans l'éther environnant.

Si pour toutes ces espèces de lumière les vibrations s'exécutaient dans la même direction, la vitesse générale de l'éther, à une grande distance de la source, serait représentée par une série de termes semblables au second membre de l'équation (4); α, τ, l et φ, variant d'un terme à l'autre. On simplifie beaucoup l'explication des phénomènes de l'optique en les considérant d'abord comme produits par une seule espèce de lumière, ou par une seule couleur; il est facile ensuite d'expliquer les effets de la lumière blanche et composée, qui ne sont que le résultat de la superposition des effets partiels dus aux couleurs élémentaires.

Lumière homogène.

577. Mais pour considérer dans toute sa généralité le mouvement partiel de l'éther, auquel on doit attribuer une lumière homogène ou d'une seule couleur, il faut imaginer que sur un même rayon venant de la source, il se propage une infinité de mouvements vibratoires, de directions différentes autour de ce rayon, et qui, bien qu'ayant la même durée de vibration, ou la même longueur d'ondulation, peuvent varier d'intensité et de phase d'une direction à l'autre en un même point.

Composition des mouvements vibratoires.

578. Quelque compliqué que soit l'ensemble de ces mouvements isochrones, on peut toujours le ramener à trois systèmes de vibrations, parallèles à des axes coordonnés. Il est plus commode de prendre, pour ces axes, la direction du rayon lumineux, et

deux droites orthogonales situées dans un plan parallèle aux ondes planes qui se propagent suivant ce rayon. Il résulte de l'indépendance des mouvements rectangulaires que tout système de vibration, ayant une direction quelconque, est décomposable en trois autres, dirigés suivant les axes choisis, ayant la même durée, la même phase, et pour amplitudes les projections de l'amplitude du mouvement décomposé. Le mouvement le plus général donne ainsi suivant chaque axe plusieurs systèmes de vibrations parallèles, de même durée, dont les phases sont différentes, et qu'il s'agit de remplacer par un seul.

Soient, à cet effet, a, a', a'',... les coefficients de la vitesse de vibration dans les mouvements composants, ou a^2, a'^2, a''^2,... leurs intensités relatives, φ, φ', φ'',... leurs phases. La vitesse de vibration totale sera

$$V = a \sin. 2\pi\left(\frac{t}{\tau}-\frac{\varphi}{l}\right)+a' \sin. 2\pi\left(\frac{t}{\tau}-\frac{\varphi'}{l}\right)+a'' \sin. 2\pi\left(\frac{t}{\tau}-\frac{\varphi''}{l}\right)+\ldots$$

ou

$$V = \Sigma a \sin. 2\pi\left(\frac{t}{\tau}-\frac{\varphi}{l}\right).$$

Cette expression de V est évidemment périodique, et la durée de sa période est encore τ; on peut donc poser

$$V = A \sin. 2\pi\left(\frac{t}{\tau}-\frac{\Phi}{l}\right),$$

et le problème proposé se réduit à trouver les valeurs du coefficient A et de la phase Φ.

Or, l'équation

$$A \sin. 2\pi\left(\frac{t}{\tau}-\frac{\Phi}{l}\right) = \Sigma a \sin. 2\pi\left(\frac{t}{\tau}-\frac{\varphi}{l}\right),$$

donne,

$$A \cos. 2\pi\frac{\Phi}{l}. \sin. 2\pi\frac{t}{\tau} - A \sin. 2\pi\frac{\Phi}{l}. \cos. 2\pi\frac{t}{\tau} = \left(\Sigma a \cos. 2\pi\frac{\varphi}{l}\right) \sin. 2\pi\frac{t}{\tau} - \left(\Sigma a \sin. 2\pi\frac{\varphi}{l}\right) \cos. 2\pi\frac{t}{\tau};$$

équation qui doit être identique pour toute valeur du temps; on a donc nécessairement :

$$A \cos. 2\pi\frac{\Phi}{l} = \Sigma a \cos. 2\pi\frac{\varphi}{l},\quad A \sin. 2\pi\frac{\Phi}{l} = \Sigma a \sin. 2\pi\frac{\varphi}{l};$$

d'où l'on déduit facilement :

$$A = \sqrt{\left(\Sigma a \cos. 2\pi \frac{\varphi}{l}\right)^2 + \left(\Sigma a \sin. 2\pi \frac{\varphi}{l}\right)^2},$$

et

$$\text{tang. } 2\pi \frac{\Phi}{l} = \left(\Sigma a \sin. 2\pi \frac{\varphi}{l}\right) : \left(\Sigma a \cos. 2\pi \frac{\varphi}{l}\right).$$

Ainsi, il est toujours possible de remplacer par un seul plusieurs systèmes de vibrations parallèles, et conséquemment de réduire à trois systèmes de vibrations orthogonales le mouvement de l'éther auquel on doit attribuer une lumière homogène, quelque compliqué qu'on le suppose.

Définition d'un rayon de lumière homogène.

579. D'après ces considérations théoriques, un rayon simple, ou d'une seule couleur, sera défini de la manière la plus générale, en le regardant comme le lieu de la propagation simultanée de trois systèmes de vibration, de même durée τ, de même longueur d'ondulation l, de phases diverses φ, φ', φ'', et d'intensités différentes a^2, a'^2. a''^2, l'un parallèle au rayon, les deux autres normaux à cette direction et perpendiculaires entre eux. Les vitesses de vibration v, v', v'', de ces trois systèmes sont données par les formules :

$$v = a \sin. 2\pi\left(\frac{t}{\tau} - \frac{\varphi}{l}\right),\quad v' = a' \sin. 2\pi\left(\frac{t}{\tau} - \frac{\varphi'}{l}\right),$$

$$v'' = a'' \sin. 2\pi\left(\frac{t}{\tau} - \frac{\varphi''}{l}\right).$$

Pour un même point du rayon φ, φ', φ'', restent constants, t seul varie. Lorsque l'on passe d'un point à un autre, les phases φ, φ', φ'', augmentent ou diminuent toutes les trois de la distance qui sépare ces deux points, diminuée du plus grand multiple de l qu'elle contient.

Trajectoire de la molécule vibrante.

580. Dans le mouvement composé, résultant des trois vitesses de vibration v, v', v'', chaque molécule du fluide doit décrire, en général, une trajectoire fermée et à double courbure, intersection de deux cylindres à base elliptique. En effet, considérons les vibrations d'une seule molécule d'éther sur le rayon qui vient d'être défini ; φ, φ', φ'', seront constants. Si α, α', α'', respectivement proportionnels à a, a', a'', représentent les amplitudes des trois vibrations orthogonales, et z, y, x, les écarts de la molécule pour ces

trois mouvements, on aura :

$$z = \alpha \cos. 2\pi\left(\frac{t}{\tau} - \frac{\varphi}{l}\right), \; y = \alpha' \cos. 2\pi\left(\frac{t}{\tau} - \frac{\varphi'}{l}\right),$$
$$x = \alpha'' \cos. 2\pi\left(\frac{t}{\tau} - \frac{\varphi''}{l}\right),$$

pour les coordonnées du lieu occupé par la molécule vibrante à l'époque t. Si donc on élimine le temps entre ces trois formules, les deux équations résultantes seront celles de la trajectoire décrite. Or, en effectuant cette élimination, successivement entre la première et l'une des deux dernières formules, on obtient pour équations finales :

$$\left(\frac{z}{\alpha}\right)^2 + \left(\frac{y}{\alpha'}\right)^2 - 2\,\frac{z}{\alpha}\,\frac{y}{\alpha'} \cos. 2\pi\,\frac{\varphi' - \varphi}{l} = \sin.^2 2\pi\,\frac{\varphi' - \varphi}{l},$$
$$\left(\frac{z}{\alpha}\right)^2 + \left(\frac{x}{\alpha''}\right)^2 - 2\,\frac{z}{\alpha}\,\frac{x}{\alpha''} \cos. 2\pi\,\frac{\varphi'' - \varphi}{l} = \sin.^2 2\pi\,\frac{\varphi'' - \varphi}{l},$$

ce qui démontre le théorème énoncé.

581. Les vitesses de vibration v, v', v'', peuvent être regardées comme les projections de la vitesse totale dont la molécule est animée, sur la tangente à la trajectoire, au point dont les coordonnées sont z, y, x. D'après cela, pour la même molécule, cette vitesse totale aura évidemment deux directions parallèles, mais opposées, à deux époques différant de $\frac{\tau}{2}$, ou de la demi-durée d'une vibration, puisqu'à ces deux époques les projections v, v', v'', auront les mêmes valeurs absolues, mais affectées de signes contraires. Pareillement, deux molécules du rayon considéré, séparées d'une demi-ondulation, seront à toute époque animées de vitesses totales parallèles, égales, mais opposées; car les projections v, v', v'', de ces vitesses ne diffèrent que par les phases, qui augmentent de $\frac{l}{2}$ en passant d'une molécule à l'autre, ce qui change leurs signes sans troubler leurs valeurs absolues.

Conséquence générale de la théorie des ondulations.

Ces conséquences généralisées conduisent aux deux théorèmes suivants. Deux molécules d'éther situées sur un même rayon, ou sur deux rayons provenant de la même source, sont animées à tout instant de vitesses de vibrations égales et de même signe, lorsque leurs phases sont les mêmes, ou quand leurs distances à la source diffèrent d'un nombre entier d'ondulations. Elles sont animées de vitesses égales mais de sens contraire, quand leurs phases diffèrent de $\frac{1}{2}\,l$, ou lorsque leur distance à la source diffère d'un nombre

impair de demi-ondulations. Ces deux théorèmes résument en quelque sorte toute la théorie des ondes lumineuses, appliquée au cas d'un milieu homogène d'élasticité constante. Il importe de constater par l'expérience les conséquences qui doivent s'ensuivre.

Principe des interférences.

582. Considérons généralement deux systèmes d'ondes, ou deux rayons d'une lumière homogène, agissant en même temps sur une même molécule de l'éther, et qui suivent la même direction de propagation, ou deux directions faisant entre elles un très-petit angle. Supposons que ces deux systèmes, de même longueur d'ondulation, soient en retard l'un sur l'autre d'un certain nombre entier ou fractionnaire d'ondulations; soit qu'émanés du même centre d'ébranlement, ils y aient eu leur origine à deux époques différentes, soit que partis en même temps ils aient parcouru des chemins différents avant d'atteindre le point considéré.

Si le retard est d'un nombre pair de demi-ondulations, ils tendront à imprimer à chaque instant à la molécule fluide des vitesses de vibrations égales et de même signe ; l'effet de leur superposition sera donc en quelque sorte d'augmenter l'intensité de la lumière. Mais si le retard est d'un nombre impair de demi-ondulations, les deux systèmes d'ondes tendant à imprimer au même instant à la même molécule des vitesses égales, mais de signes contraires, l'effet de leur superposition sera le repos de la molécule, et *la lumière de l'un des rayons, ajoutée à celle de l'autre, produira de l'obscurité.*

Cette conséquence de la théorie des ondulations est confirmée par l'expérience. Le docteur Young qui l'a fait connaître le premier, lui a donné le nom de *principe des interférences.* Ce phénomène constitue la plus forte objection à la théorie de l'émission, qui ne peut expliquer, ni même faire concevoir, que de la lumière ajoutée à de la lumière puisse produire de l'obscurité.

Expérience de vérification.

583. Fresnel a imaginé le mode d'observation qui suit, pour vérifier le phénomène des interférences. On concentre les rayons solaires avec une lentille sphérique ou cylindrique d'un très-court foyer, enchâssée dans un trou pratiqué au volet d'une chambre obscure, en sorte qu'il se forme au foyer une image fort étroite et très-brillante, qu'on regarde comme la source des rayons lumineux. Pour obtenir une lumière homogène, on place devant la lentille, au delà du foyer, une lame de verre coloré à faces parallèles; nous supposerons que ce soit un fragment de certains vitraux des anciennes églises, qui ne laissent passer qu'une lumière rouge sensiblement homogène. On présente aux rayons divergents qui émanent

de la source, deux petits miroirs plans métalliques, ou de verre à faces postérieures noircies, légèrement inclinés l'un sur l'autre, en sorte que les faisceaux réfléchis sur ces deux petits miroirs, se croisent dans l'espace sous un très-petit angle.

Soient : S la source lumineuse, MN, MN', les intersections des surfaces planes réfléchissantes par un plan passant en S et perpendiculaire à leur intersection commune. Les rayons réfléchis sur les deux miroirs sembleront partis de deux points I et I', symétriques de S par rapport à leurs surfaces; soit en O, milieu de II', la normale OME, à cette droite. On place en E un écran KEK' perpendiculaire à OE. Voyons quels seront les phénomènes que devra présenter la lumière reçue sur un écran, d'après le principe des interférences. FIG 315.

Les ondes que propagent les deux rayons réfléchis GE, G'E, arrivant en E après avoir parcouru deux chemins égaux, $\overline{SGE} = \overline{SG'E} = \overline{EI} = \overline{EI'}$, à partir de la source, imprimeront à l'éther, dans tous les instants, des vitesses de vibration égales et de même signe, lesquelles donneront une vitesse de vibration résultante presque égale à leur somme, à cause de la petitesse de l'angle IEI'; le point E sera donc doublement éclairé ou brillant.

En tout autre point P de l'écran, les ondes réfléchies seront en retard l'une sur l'autre d'une distance égale à $PI' - PI = p$; si cette différence p est égale à une demi-ondulation de la lumière homogène employée, les molécules de l'éther en P seront à chaque instant sollicitées à prendre des vitesses égales, mais presque directement opposées; leur vitesse résultante sera donc presque nulle, et il devra y avoir en P un minimum de lumière; c'est-à-dire que le point P semblera noir, comparativement au point brillant E.

Si la différence p est égale à une ondulation entière, il y aura concordance nouvelle entre les vibrations apportées par les deux ondes réfléchies, puisque l'une sera en retard sur l'autre de deux demi-ondulations; le point P sera donc brillant, et ainsi de suite. D'un point brillant au point obscur suivant, les deux systèmes des vibrations apportées par les deux ondes réfléchies, passeront d'une manière continue de la concordance à la discordance, en sorte que l'intensité de la lumière ira en décroissant sur l'écran, de part et d'autre du point E, jusqu'aux points obscurs voisins, pour augmenter au delà, diminuer ensuite, et former ainsi successivement des bandes obscures et brillantes.

584. L'observation donne des résultats conformes à ces conséquences nécessaires de la théorie des ondulations. En employant, *Franges brillantes et obscures.*

comme nous l'avons supposé, la lumière rouge sensiblement homogène qui a traversé un fragment de verre rouge, on voit sur l'écran des bandes ou franges rouges brillantes, alternant avec des bandes obscures ou presque noires. Toutes ces bandes sont parallèles entre elles et à égale distance les unes des autres; dans cette expérience on aperçoit jusqu'à 20 ou 30 franges distinctes, mais dont la vivacité d'éclat va en diminuant à partir du centre E, où se trouve le rouge le plus vif.

Ce dernier décroissement tient à ce que, quelque homogène que soit la lumière employée, elle ne l'est jamais assez pour qu'on puisse la regarder comme composée d'un seul système d'ondes lumineuses de même longueur d'ondulation, qu'en réalité elle est composée d'un grand nombre d'ondes de longueurs d'ondulations différentes, qui superposent leurs effets sur l'écran; en sorte que la largeur des franges n'étant pas la même pour tous ces systèmes d'ondes, il doit arriver qu'en un point P de l'écran, pour lequel p est égal à un nombre suffisant d'ondulations de chaque espèce, les bandes obscures de plusieurs des systèmes d'ondes, se superposent aux bandes brillantes des autres systèmes, produisent d'abord des différences moins grandes entre l'intensité de la lumière de deux bandes brillante et obscure consécutives, et plus loin une lumière uniforme.

Si l'on répétait l'expérience précédente sur une autre lumière que la lumière rouge, on observerait encore sur l'écran des bandes alternativement brillantes et obscures, mais la largeur des franges serait différente pour chaque couleur. Enfin si l'on n'interpose aucun verre coloré entre les miroirs et la lentille, on verra sur l'écran une série de bandes provenant de la superposition de tous les groupes de franges formés chacun par une des couleurs : la bande centrale sera blanche, on apercevra quelques bandes brillantes et obscures à droite et à gauche, plus loin des bandes irisées, plus loin encore une lumière uniforme. Les considérations qui précèdent suffisent pour rendre compte de ce phénomène composé.

Dans tous les cas, les franges disparaissent complétement lorsqu'on intercepte un des faisceaux réfléchis, avant son arrivée sur l'écran, ce qui prouve la nécessité du concours de ces deux faisceaux pour la formation des franges. Une condition essentielle pour la réussite de l'expérience des deux miroirs, c'est qu'ils ne saillent pas l'un sur l'autre dans la ligne de contact; en les plaçant sur un support, et en les fixant avec de la cire, on peut les pousser plus ou moins l'un ou l'autre, et parvenir ainsi à faire naître les franges dans l'espace éclairé à la fois par les deux faisceaux réfléchis.

La petitesse de la distance focale de la lentille est indispensable. En effet, il faut considérer la source lumineuse comme le cercle d'intersection d'un cône soutendu par le soleil et ayant son sommet au centre optique de la lentille, par un plan perpendiculaire à son axe; ce cercle sera donc d'autant plus petit que cette lentille aura un plus court foyer. Or il est facile de concevoir la nécessité que ce cercle soit très-petit: car si l'on imagine que dans l'expérience précédemment décrite, le point S se meuve un peu, le groupe de franges sera déplacé sur l'écran. Tous les points du cercle lumineux formé au foyer donnent donc lieu à des groupes de franges différents, dont les bandes centrales occupent des places différentes sur l'écran, et qui se superposent toutes; en sorte que si ce cercle avait un diamètre trop considérable, il pourrait arriver que les bandes centrales des groupes de franges, provenant d'une des moitiés du cercle, coïncidassent avec les bandes obscures des groupes de franges produits par les rayons partis de l'autre moitié, ce qui donnerait lieu à une lumière uniforme.

Pour que des rayons lumineux puissent interférer, il faut qu'ils proviennent d'une même source. On n'a jamais pu obtenir aucune apparence de franges lorsque les rayons, que l'on présentait à l'interférence, provenaient de deux sources différentes. Pour concevoir la raison de ce fait, il faut observer qu'il est peu vraisemblable qu'un corps lumineux puisse produire pendant longtemps des vibrations isochrones, et qu'il doit survenir, dans la succession de ces vibrations, des perturbations ou des retards fort irréguliers; ce qui n'empêche pas les rayons partis d'une même source de s'interférer, car les systèmes d'ondes qu'ils propagent étant soumis aux mêmes perturbations, leur concordance et leur discordance restera toujours la même; mais de deux rayons partis de sources différentes, le système des ondes transmis par l'un, éprouvant des perturbations ou des retards, auxquels l'autre système d'ondes ne participera pas, sera tantôt en concordance et tantôt en discordance avec le second système, en sorte qu'il en résultera une lumière continue, pour l'œil inhabile à saisir des changements aussi brusques et aussi irréguliers.

585. Reprenons l'expérience des deux miroirs, faite sur une lumière homogène. On peut regarder les deux images I et I', comme deux sources identiques, substituées à la source unique S; les ondes réfléchies seront des surfaces sphériques ayant ces points pour centres. Considérons au même instant les deux séries de surfaces d'ondes, à des distances égales à $\frac{l}{2}$; soient figurées en lignes pleines les

Mesure des longueurs d'ondulation de la lumière.

FIG. 316.

intersections du plan SII′ avec les surfaces d'ondes éloignées d'un nombre pair de demi-ondulations des sources I et I′, et en lignes ponctuées celles correspondantes à un nombre impair de fois $\frac{l}{2}$; aux points d'intersection de deux lignes de même espèce, il y a concordance ou bandes brillantes; aux points d'intersection de deux lignes d'espèces différentes, discordance ou bandes obscures. Soient : CE, C′E, les deux cercles pleins qui passent en E; B et B′ les deux points d'intersection de ces cercles, avec les cercles ponctués B′E′, BE′, qui les précèdent réciproquement, BB′ $=f$, la largeur d'une frange; l'angle IEI′ $=$ EBE $= i$; on aura à très-peu près $\overline{BE} = \frac{f}{2}$, $\overline{EE'} = \frac{l}{2}$, et par suite : $f \sin. i = l$. Il suit de là, que si l'on mesure l'angle i, ce qui est facile au moyen d'un cercle répétiteur, et f par le procédé que nous allons indiquer, on en conclura la longueur d'ondulation l.

Pour mesurer f, Fresnel se servait d'une simple loupe, portant à son foyer un fil très-fin, mobile au moyen d'une vis micrométrique construite avec soin, et à bouton gradué. Il plaçait l'œil à une distance de la lentille telle que la surface du verre convexe parût illuminée, le fil placé au foyer divisant par une raie noire le disque lumineux. Fresnel cherchait alors, dans cette position relative de l'œil et de la loupe, les franges que devait offrir l'espace où les faisceaux réfléchis par les deux miroirs se croisaient. Faisant mouvoir ensuite le micromètre de telle manière que le fil correspondît successivement au milieu des deux bandes obscures, qui avoisinaient la bande brillante centrale, le nombre et les fractions de tours qu'il fallait imprimer à la vis dont le pas était connu, pour faire passer le fil de l'une à l'autre de ces deux positions, donnait f à moins d'un centième de millimètre près.

Cette valeur de f était évidemment la distance des deux bandes obscures, voisines de la bande centrale, qu'on eût observée sur un écran placé au foyer même de la loupe. Le milieu d'une bande obscure ou brillante du même ordre, successivement observé à des distances différentes des deux miroirs, devait se trouver, d'après la théorie, sur une hyperbole ayant les points I et I′ pour foyers, puisque ce milieu devait correspondre à une même valeur de p; les expériences de Fresnel ont complétement vérifié cette conséquence.

L'équation $f \sin. i = l$ indique que la largeur d'une frange doit être d'autant plus grande pour une même couleur, que l'angle i est plus petit, ou que les deux images sont plus rapprochées l'une de l'autre et plus éloignées du micromètre. Il faut donc que l'angle des

deux miroirs soit le plus voisin de deux droits qu'il est possible, pour que f ait une longueur assez grande, et que sa détermination soit obtenue plus exactement. Les expériences de Fresnel, et certaines mesures prises par Newton, dans le phénomène des anneaux colorés, dont nous parlerons par la suite, donnent le tableau suivant des valeurs de l ou de la longueur d'ondulation, pour les différentes couleurs du spectre solaire.

LIMITES DES COULEURS PRINCIPALES.	VALEURS EXTRÊMES DE l.	COULEURS PRINCIPALES.	VALEURS MOYENNES DE l.
	millimètres.		millimètres.
Violet extrême.	0,000406	Violet . . .	0,000423
Violet indigo	0,000439	Indigo. . .	0,000449
Indigo-bleu	0,000459	Bleu	0,000475
Bleu-vert.	0,009492	Vert	0,000512
Vert-jaune	0,000532	Jaune . . .	0,000551
Jaune-orangé.	0,000571	Orange. . .	0,000583
Orangé-rouge	0,000596	Rouge . . .	0,000620
Rouge extrême.	0,000645		

Connaissant ainsi la longueur d'ondulation pour chaque couleur, et sachant que la vitesse de propagation de la lumière est d'environ 70,000 lieues de 4,000 mètres par seconde, on peut évaluer à peu près le nombre de vibrations qu'une molécule de l'éther doit faire dans une seconde de temps pour transmettre les phénomènes lumineux. On trouve, par exemple, que la lumière jaune correspond à au moins 564,000 vibrations, par millionième de seconde.

586. Après avoir établi que le phénomène des interférences, tout-à-fait inexplicable dans la théorie de l'émission, est au contraire une conséquence très-simple de l'hypothèse des ondulations, nous allons faire voir que ce principe fondamental explique très-bien la réflexion et la réfraction de la lumière, et sert ainsi de lien entre ces faits principaux, que la théorie newtonnienne séparait complétement en admettant des actions répulsives sur la lumière, de la part des molécules pondérables, dans le cas de la réflexion, et des actions attractives dans celui de la réfraction.

Explication de la réflexion et de la réfraction.

Lorsqu'une suite d'ébranlements transmis par l'éther arrive à la surface d'un corps, nouveau milieu où ce même fluide a une den-

sité ou une élasticité différente de celle qu'il possède dans le premier, les lois de la mécanique rationnelle démontrent qu'il naît à la surface de séparation deux systèmes d'ondes : les unes transmises au delà, et les autres qui rebroussent chemin par rapport aux ondes incidentes, en se propageant comme elles dans le premier milieu. Les molécules de l'éther situées à la surface du corps, ébranlées par les ondes incidentes, peuvent être considérées elles-mêmes comme autant de centres d'ébranlement donnant lieu à autant de systèmes d'ondes élémentaires, et tendant à imprimer au même instant à chaque molécule de l'éther autant de vitesses de vibration, plus ou moins discordantes, dont la résultante constituera un système unique d'ondes réfléchies dans le premier milieu, un système unique d'ondes réfractées dans le second. Nous continuerons à supposer que l'élasticité de l'éther dans chacun des deux milieux est la même, et qu'il s'agit d'une lumière homogène caractérisée par des vibrations isochrones ou de même durée.

FIG. 317. Soient : $\overline{AB}$ la surface plane de séparation des deux milieux; IL, I'L', deux rayons parallèles très-voisins d'une onde incidente, située dans le même plan perpendiculaire à la surface. Nous supposerons tous les rayons incidents sur le miroir parallèles entre eux, et nous appellerons en général plan d'incidence tout plan tel que ILL'I', parallèle à la lumière incidente, et ayant une portion de sa trace entre les limites de cette surface.

Le centre d'ébranlement étant supposé infiniment éloigné, l'onde incidente sera plane, et si l'on abaisse LP perpendiculaire sur I'L', cette ligne LP sera sur la surface même de l'onde, dans l'une de ses positions. Les molécules de l'éther L et P seront donc constamment animées des mêmes vitesses de vibration; ou autrement la lumière venue du centre d'ébranlement aura parcouru des chemins égaux pour atteindre L et P. En L' la lumière aura parcouru le chemin $\overline{PL}$ de plus que celle en L. Ainsi, des ondes élémentaires dont L' et L sont les centres, la première sera en retard relativement à la seconde ; cependant les effets de ces deux ondes, sur une même molécule M de l'éther, éloignée de AB, seront parfaitement d'accord, si la lumière parcourt la différence $\overline{LM} - \overline{L'M'}$, dans le même temps qu'elle met à parcourir $\overline{PL}$, puisque le retard de la lumière venue de L sur celle venue de L', compensera le retard aux origines de ces ondes.

Si l'on prend le point M, déterminé par la condition précédente, dans le plan d'incidence ALI, et à une distance assez grande relativement à l'étendue de la surface, pour que tous les rayons ML,

ML′, etc., qui y aboutissent puissent être regardés comme parallèles, tout plan perpendiculaire à LM sera évidemment atteint en même temps par la lumière due à tous les systèmes d'ondes élémentaires ayant leurs centres sur la surface; ce seront autant d'ondes concordantes en M, qui y augmenteront l'intensité de la lumière.

Mais si un point N n'est pas tel que les conditions précédentes soient toutes satisfaites, c'est-à-dire s'il n'est pas situé dans un plan d'incidence, ou si, étant situé dans un plan d'incidence ALI, la lumière ne parcourt pas la différence des rayons $\overline{LN}$ et $\overline{L'N'}$, dans le même temps que $\overline{PI}$, il y aura discordance et destruction parmi les vitesses de vibration envoyées au point N et au même instant, par toutes les ondes élémentaires dont les centres sont sur la surface AB. Car en supposant toujours le point N assez éloigné, relativement à la grandeur de cette surface, pour que tous les rayons qui y aboutissent puissent être regardés comme parallèles; il est évident que la lumière transmise par toutes les ondes élémentaires, n'arrivera pas en même temps à tous les points d'un plan perpendiculaire à tous les rayons dirigés vers N. Fig. 318.

Or on pourra toujours décomposer la surface AB en rectangles égaux, tels que les points semblablement placés de deux rectangles successifs, envoient en N des rayons pour lesquels le retard total de la lumière apportée par l'un, sur celle apportée par l'autre, sera d'une demi-ondulation. En sorte que si le nombre de ces rectangles est très-considérable, ou si la surface a une largeur que l'on puisse regarder comme très-grande, relativement à la longueur d'une ondulation, les ondes que ces rectangles enverront en N détruiront mutuellement leurs effets; ou bien, il ne restera plus que les vitesses de vibration que tendraient à imprimer les ondes envoyées par quelques rectangles, situés sur les limites de la surface, mais dont l'effet total sera extrêmement petit, relativement à celui que produisent en M toutes les ondes concordantes provenant de tous les points de cette surface.

Il suit de là : 1° que dans le cas d'une surface plane assez étendue, les rayons réfléchis et réfractés, ou les lieux de tous les points de l'éther le plus fortement ébranlés par les ondes élémentaires qu'un faisceau incident fait naître sur cette surface, seront situés dans le plan d'incidence; 2° que pour trouver leur direction dans ce plan relativement à deux rayons incidents voisins IL, I′L′, il faudra mener deux droites parallèles LM, L′M par L et L′, de telle manière qu'en abaissant la perpendiculaire L′P′ sur LM, la lumière mette autant de temps à se propager de L en P′, qu'à parcourir $\overline{PL'}$.

Pour les rayons réfléchis la vitesse u de la lumière est la même que pour les rayons incidents, puisqu'elle se meut dans le même
Fig. 319. lieu ; il faudra donc que $\overline{LP'} = \overline{L'P}$, ou que l'angle P'L'L = PLL' ; ou enfin que l'angle de réflexion soit égal à l'angle d'incidence. Pour les rayons réfractés dans le second milieu, la vitesse v de lumière
Fig. 320. est différente de u ; il faudra donc que $\overline{LP}$ soit à PL', comme v est à u. Autrement : comme on peut toujours prendre L et L', à une distance telle l'une de l'autre que $\overline{PL'}$ soit la longueur d'ondulation l de la lumière employée que nous supposerons homogène, il faudra que $\overline{LP'}$ soit égal à la longueur d'ondulation l' de la même lumière dans le second milieu, ou que l'on ait en général $\overline{LP'} : \overline{PL'} :: l' : l$. Or, si LL' est pris pour unité, L'P et LP' sont les sinus des angles d'incidence i et de réfraction r ; ces sinus doivent donc être dans un rapport constant $\frac{\sin. i}{\sin. r} = \frac{u}{v} = \frac{l}{l'}$, lequel est le rapport direct des vitesses de la lumière, ou celui des longueurs d'ondulation dans les mêmes milieux.

Explication de la dispersion.

587. Il suit évidemment des constructions précédentes que, si la lumière incidente est composée ou blanche, les rayons de toutes couleurs se réfléchiront suivant la même direction, mais qu'ils se sépareront dans le faisceau réfracté ; car l'analyse mathématique démontre (§ 571) que les ondes lumineuses de différentes espèces, à cause de la petitesse de leurs longueurs d'ondulation, ne se propagent pas avec une vitesse égale dans le même milieu ; et que les rapports de leurs vitesses de propagation dans deux milieux différents varient d'une espèce à l'autre. Quand la lumière rentre par une seconde réfraction dans le milieu des ondes incidentes, il est facile
Fig. 221. de voir en répétant encore une fois la construction précédente, avec les modifications convenables, que les ondes émergentes de différentes couleurs seront parallèles entre elles, ou que la lumière doublement réfractée sera blanche, si les deux faces planes du second milieu sont elles-mêmes parallèles ; et que, si ces deux plans sont inclinés l'un sur l'autre, les rayons de diverses couleurs resteront séparés, ou que leur faisceau sera dispersé.

Moindre vitesse de la lumière dans les milieux plus réfringents.

588. La théorie des ondulations conduisant à la formule $\frac{\sin. i}{\sin. r} = \frac{u}{v}$, indique que la lumière doit avoir une vitesse moindre dans les milieux plus réfringents ; ce qui est directement contraire à l'explication que Newton a donnée de la réfraction. Or on peut prouver directement que la lumière se propage réellement moins vite dans les milieux plus réfringents. Si, dans l'expérience des deux miroirs, on place entre l'un d'eux et l'écran, ou le foyer de la loupe employée par Fresnel, une lame mince de verre, ou de tout autre

corps solide transparent, on remarque que le groupe de franges est déplacé. La bande centrale, dans sa nouvelle position, ne correspond donc plus à des distances égales aux images I et I′, mais elle doit toujours cependant provenir du concours de deux rayons parcourus par la lumière dans le même temps. Le sens du déplacement indique constamment que la marche de la lumière a été retardée par son passage dans la lame; c'est-à-dire qu'elle s'y propage avec une vitesse moindre que dans l'air; ou enfin, le nombre des ondulations devant être le même pour les deux rayons concourant à la bande centrale, que les longueurs d'ondulation sont plus courtes dans une lame solide diaphane que dans l'air.

589. Cette expérience, imaginée par M. Arago, donne un moyen très-exact de mesurer l'épaisseur E d'une lame mince, lorsqu'on connaît l'indice de réfraction L correspondant à cette substance, ou bien de déterminer L lorsqu'on connaît E. En effet, soient : l' et l les longueurs d'ondulation de la lumière homogène employée, dans la lame et dans l'air; x' le nombre entier ou fractionnaire de longueurs d'ondulation l' contenues dans l'épaisseur E de la lame; x celui des longueurs d'ondulation l comprises dans une couche d'air de même épaisseur E; enfin, n le nombre de largeurs de franges que la bande centrale parcourt sur l'écran, ou au foyer du micromètre, pour passer de la position qu'elle occupait avant l'interposition de la lame, à celle qu'elle occupe après, nombre qu'il est facile de déterminer avec une grande exactitude, au moyen du micromètre de Fresnel, on aura évidemment : **Mesure de l'épaisseur des lames minces.**

$$E = lx = l'x'; \; x + n = x'; \; L = \frac{l}{l'} = \frac{x'}{x}; \text{ d'où } x' = Lx, \; x = \frac{n}{L-1};$$

et enfin :

$$E = \frac{ln}{L-1} \text{ ou } L = 1 + \frac{ln}{E}.$$

590. L'explication que nous avons donnée de la réflexion et de la réfraction indique que les rayons des ondes élémentaires qui s'écartent des rayons réfléchis et réfractés, déterminés par les constructions précédentes, et qui donnent une lumière nulle ou presque nulle, lorsque la surface de séparation des deux milieux a une certaine étendue dans tous les sens, doivent au contraire donner une lumière sensible, et former ainsi un faisceau réfléchi ou réfracté d'une plus grande section, lorsque la largeur de la surface, mesurée dans le plan d'incidence, est très-petite et en quelque sorte comparable aux longueurs d'ondulation. Car alors les effets **Faisceau réfléchi dilaté.**

des ondes élémentaires pourront échapper aux destructions par interférence. Cette conséquence de la théorie est encore vérifiée par l'expérience : si l'on se sert d'une glace noircie par derrière, et dont la surface antérieure soit aussi recouverte d'un noir mat, à l'exception d'un petit espace formé par deux lignes droites faisant entre elles un angle très-aigu, on remarque que la largeur du faisceau réfléchi va en augmentant, à mesure que le lieu où la réflexion s'opère s'approche du sommet de l'angle.

TRENTE-SEPTIÈME LEÇON.

Phénomène des anneaux colorés. — Ancienne théorie des accès. Explication des anneaux colorés. — Phénomènes de la diffraction. — Théorie de la diffraction de Fresnel. Principes d'Huyghens. Résultante d'une onde sphérique. Résultante d'une onde circulaire complète et incomplète. — Explication des franges produites par un seul bord opaque ; par un corps étroit ; par une fente étroite ; par deux fentes très-voisines. — Phénomènes des réseaux. Explication.

---

591. Il existe une foule de circonstances dans lesquelles on observe des franges, comme dans l'expérience des deux miroirs imaginée par Fresnel. Ces franges sont toujours irisées dans la lumière blanche; mais quand la lumière est homogène, elles sont alternativement brillantes et obscures. Le principe des interférences qui n'est qu'une conséquence nécessaire de la théorie des ondes lumineuses, explique complétement ces phénomènes divers. Nous considérerons particulièrement le phénomène des anneaux colorés, et celui connu sous le nom de diffraction. Voici comment le premier a été décrit et analysé par Newton. *Phénomène des anneaux colorés.*

L'appareil se compose d'une glace à faces parallèles et d'un verre plan convexe, dont la surface courbe fait partie d'une sphère d'un très-grand rayon ; on presse contre la glace le côté convexe de la lentille, et l'on fait tomber, à l'endroit du contact, des rayons d'une seule couleur, faisant partie du faisceau dispersé par un prisme ; nous supposerons que cette lumière incidente soit rouge, telle que celle sensiblement homogène qui traverse le verre coloré dont s'est servi Fresnel. Dans ces circonstances, l'œil placé en O, et recevant des rayons réfléchis, apercevra une tache noire au point de contact des deux verres ; autour de cette tache, un anneau rouge ; autour de ce premier anneau, un anneau noir, un autre anneau rouge, et ainsi de suite. L'œil placé en O', et recevant les rayons transmis par les verres, apercevra une tache rouge au conctact, puis un anneau obscur, un anneau rouge, etc. Ces derniers anneaux sont plus pâles ou moins vifs que les premiers. FIG. 322.

Il est difficile de mesurer directement les épaisseurs variables de

la lame gazeuse, comprise entre les verres, aux lieux des différents anneaux obscurs ou colorés; mais en mesurant les diamètres des anneaux, on peut en conclure ces épaisseurs. En effet, soient, *eq* une de ces épaisseurs, *ed* le demi-diamètre de l'anneau correspondant, *c* le point de contact des deux verres, et *r* le rayon de la surface courbe de la lentille, on aura $\overline{dc}.\ 2r = \overline{ed}^2$, d'où $eq = \overline{ed}'$; on substitue $2r$ on cc', à $c'd$, à cause de la petite différence de ces lignes, due à la grandeur de r, qui était de 100 pieds pour le verre convexe employé par Newton. Il suit de là que les épaisseurs de la lame d'air sont entre elles comme les carrés des diamètres des anneaux correspondants.

Newton ayant mesuré avec un compas les diamètres des anneaux vus par réflexion, trouva que leurs carrés étaient comme les nombres 1, 3, 5, 7, 9....., lorsqu'ils correspondaient au milieu des parties brillantes, et comme les nombres 0, 2, 4, 6, 8....., lorsqu'ils correspondaient aux parties obscures. Ayant pareillement mesuré les diamètres des anneaux vus par transmission, Newton reconnut que leurs carrés étaient entre eux comme les nombres 0, 2, 4, 6, 8 pour les parties les plus colorées, et comme 1, 3, 5, 7, 9 pour celles les plus obscures. Les épaisseurs des lames d'air aux lieux de ces différents anneaux étaient donc dans les mêmes rapports.

Newton trouva que ces rapports étaient les mêmes quand le système des deux verres était éclairé par une autre lumière homogène que le rouge, et lorsqu'au lieu d'air on interposait entre les verres une autre substance transparente telle que l'eau; mais que la valeur absolue de l'épaisseur de la lame interposée, correspondante à un anneau obscur ou brillant du même ordre, était exprimée par un nombre différent pour chaque couleur et pour chaque substance. A travers une même substance, les anneaux sont plus grands pour la lumière rouge que pour la lumière violette. Dans le cas d'une même couleur, les épaisseurs de deux lames d'air et d'eau, correspondantes à un anneau obscur ou brillant du même ordre, sont entre elles comme les sinus d'incidence et de réfraction lors du passage de la lumière de l'air dans l'eau.

Si au lieu d'une lumière homogène on fait tomber sur l'ensemble des deux verres de la lumière blanche, on observe des anneaux irisés, qui, d'après les observations de Newton, sont dus à la superposition des séries d'anneaux correspondantes à toutes les couleurs simples du spectre solaire. Enfin, dans tous les cas, lorsqu'on incline de plus en plus les rayons incidents sur les deux verres, on voit les anneaux s'élargir, à mesure que l'angle d'incidence augmente.

Le phénomène des anneaux colorés peut s'observer aussi dans des cristaux naturels contenant des fissures remplies d'air, ou de tout autre fluide ; les couleurs variées, irisées et changeantes que présentent ces cristaux disparaissent lorsqu'on les pulvérise. Une bulle de savon mise à l'abri des courants d'air, présente aussi des anneaux colorés ; à mesure que son épaisseur diminue elle offre successivement toutes les couleurs du spectre, et quand elle est sur le point de s'éteindre, elle paraît noire tant son épaisseur est faible ; on aperçoit une série de plusieurs anneaux concentriques, lorsqu'on place l'œil sur la verticale qui passe par son point de suspension, autour de laquelle tout est symétrique.

Ancienne théorie des accès.

592. Newton avait conclu du phénomène des anneaux colorés que pour chaque substance il existait une série d'épaisseurs $e, 3e, 5e, 7e...$, pour lesquelles la lumière incidente d'une certaine couleur était dans un *accès de facile réflexion*, et une autre série d'épaisseurs $2e, 4e, 6e, 8e...$, pour lesquels la lumière de la même couleur était dans un *accès de facile transmission*. Il expliquait la coloration des corps, en admettant qu'ils étaient composés de particules transparentes, séparées par des interstices remplis de divers fluides, et que les épaisseurs de ces particules et celles des lames fluides, repoussant les rayons qui se trouvaient dans un accès de facile réflexion, et réfractant ceux auxquels elles offraient un accès de facile transmission, décomposaient ainsi la lumière blanche incidente, et donnaient aux corps leur couleurs propres.

Cette explication de la coloration des corps est sans doute préférable à la théorie émise par quelques physiciens, et qui consiste à attribuer aux molécules des corps la propriété chimique d'absorber certains rayons, et de ne laisser à la lumière réfléchie que la portion des rayons incidents non absorbés; car il paraît impossible d'expliquer, dans cette théorie, comment il se fait qu'en diminuant l'épaisseur d'un corps, ou en changeant son état physique, on change aussi sa couleur propre.

Explication des anneaux colorés.

593. La théorie des ondes lumineuses rend compte du phénomène des anneaux colorés, sans qu'il soit nécessaire d'attribuer à la lumière des propriétés nouvelles. L'explication fournie par cette théorie peut se résumer dans les théorèmes suivants : 1° Les anneaux vus par réflexion proviennent de l'interférence des rayons réfléchis à la première et à la seconde surface de la lame d'air, ou de toute autre substance ; 2° Les anneaux vus par réfraction sont dus à l'interférence des rayons transmis directement, et des rayons réfléchis deux fois sur les faces de la lame, avant d'être transmis.

Avant de faire voir que les conséquences de ces deux théorèmes sont totalement conformes à l'observation, il faut rappeler les propriétés mécaniques de la propagation des ondes dans des milieux fluides. Lorsque le milieu a partout la même densité, un ébranlement communiqué d'une molécule à la suivante, laisse la première en repos; si elle se meut encore après, c'est qu'un autre ébranlement suit le premier et se propage à sa suite. Lorsque l'onde doit passer d'un milieu dans un autre de densité différente, il y a réflexion de cette onde à la surface de séparation; alors, si l'onde propagée arrive du milieu le plus dense dans le milieu le moins dense, les molécules du premier, qui ébranlent immédiatement celle du second, conservent après cet effet une vitesse de vibration moindre, mais dirigée dans le même sens qu'avant. Si l'onde propagée arrive au contraire du milieu le moins dense dans le milieu le plus dense, la vitesse de vibration conservée par les molécules du premier, après leur action immédiate sur celle du second, a changé de sens ou de signe.

Ces résultats que M. Poisson a déduits de l'analyse mathématique, sont analogues à ce qui se passe dans le choc de deux boules parfaitement élastiques B et B'; B' étant d'abord en repos et B en mouvement vers elle avec une vitesse V. Si les masses m et m' de ces deux boules sont égales, après le choc B se trouvera en repos, et B' sera animé de la vitesse V; si m surpasse m', B ne perdra pas toute sa vitesse, et les deux boules se mouvront toutes les deux dans le même sens; enfin si m est moindre que m', B perdra toute sa vitesse, et en acquerra une de signe contraire, en sorte qu'elle se mouvra en sens opposé de B'.

Revenons au phénomène des anneaux colorés: supposons qu'il s'agisse d'une lumière homogène de longueur d'ondulation l dans l'air, de deux verres, l'un plan, l'autre convexe, et d'une lame d'air interposée; supposons aussi que le faisceau incident soit très-voisin de la normale; enfin désignons par e l'épaisseur de la lame d'air correspondante au point que l'on considère. Pour l'œil observant le phénomène par réflexion, l'onde réfléchie à la deuxième face de la lame d'air aura parcouru un chemin $2e$ de plus que celle réfléchie à la première face; son retard sera en réalité différent de $2e$, parce que, ayant été réfléchie du milieu moins dense au milieu le plus dense, ses vitesses de vibration ont changé de signe à la deuxième surface de séparation, c'est alors comme si le retard $2e$ était augmenté d'une demi-ondulation, ou de $\frac{l}{2}$. Ainsi les deux faisceaux interférents sont en retard l'un sur l'autre de $2e + \frac{l}{2}$; d'où il suit

qu'il seront en concordance complète lorsque e sera un des termes de la série : $\frac{1}{4}l$, $\frac{3}{4}l$, $\frac{5}{4}l$,... ; et que conséquemment les épaisseurs des lames d'air, correspondantes aux milieux des anneaux brillants, devront être entre elles comme les nombres 1, 3, 5, 7... ; qu'ils seront au contraire en discordance complète lorsque e sera un des termes de la série 0, $\frac{2}{4}l$, $\frac{4}{4}l$, $\frac{6}{4}l$..., et que conséquemment les épaisseurs des lames d'air, correspondantes aux milieux des anneaux obscurs, sont entre elles comme les nombres 0, 2, 4, 6, 8....

Pour l'œil recevant les rayons transmis, l'onde réfléchie deux fois intérieurement dans la lame d'air, aura parcouru un chemin $2e$ de plus que l'onde transmise ; les deux réflexions qu'elle a subies ayant lieu toutes les deux du milieu le moins dense au plus dense, les changements de signe des vitesses de vibration, aux deux surfaces de séparation, se détruiront l'un l'autre ; et le retard total sera simplement $2e$. Il y aura donc concordance pour e égal à l'un des termes de la série : 0, $\frac{2}{4}l$, $\frac{4}{4}l$, $\frac{6}{4}l$,..., discordance au contraire, quand e sera l'une des longueurs $\frac{1}{4}l$, $\frac{3}{4}l$, $\frac{5}{4}l$.... Conséquemment, les épaisseurs des lames d'air correspondantes aux milieux des anneaux brillants par transmission seront entre elles comme les nombres 0, 2, 4, 6,... et celles correspondantes aux anneaux obscurs comme 1, 3, 5, 7....

Les forces vives possédées par les ondes dont l'interférence produit les anneaux vus par réflexion, diffèrent moins l'une de l'autre, que les intensités des ondes dont l'influence mutuelle donne lieu aux anneaux vus par transmission, car la perte en intensité dépend du nombre de réflexions que chaque onde a subie ; c'est ce qui explique la vivacité de l'éclat des premiers anneaux, comparée à la pâleur des seconds.

On voit par cette explication : 1° Que la plus petite épaisseur d'une certaine substance, pour laquelle la lumière d'une certaine couleur est dans un accès de facile réflexion, est égale à $\frac{l}{4}$, ou au quart de la longueur d'ondulation de cette couleur, se propageant dans cette substance ; 2° qu'elle doit varier pour la même substance, d'une couleur à l'autre, comme la longueur d'ondulation, et être conséquemment la plus grande pour la lumière rouge, la plus petite pour la lumière violette ; 3° enfin, qu'elle doit varier pour la même couleur d'une substance à une autre comme les longueurs d'ondulation de cette couleur, ou comme le sinus d'incidence au sinus de réfraction, lorsque la lumière pénètre de la première substance dans la seconde.

Cette théorie rend aussi compte de l'agrandissement des anneaux

lorsque le faisceau incident s'incline sur la lame; c'est qu'alors la différence des chemins parcourus n'est plus $2e$. En effet, soient : LA la lumière incidente sous l'angle i, à la première surface de la lame; r l'angle de réfraction correspondant; AB le rayon de l'onde réfractée; BA′ celui de l'onde réfléchie à la seconde surface; AL′ le rayon de la première onde réfléchie; A′P perpendiculaire à AL; BQ à AA′;

FIG. 323. enfin $BQ = e$. On aura $\overline{AA'} = \overline{2AQ} = 2e \text{ tang. } r$, $AB = \frac{e}{\cos. r}$. Soient en outre l' et l les longueurs d'ondulation de la lumière employée, pour le verre et pour l'air, n' le quotient de $\overline{AP}$ par l', n celui de $\overline{ABA'}$ par l; la différence $n - n' + \frac{1}{2}$ sera le nombre d'ondulations dont le second système d'ondes réfléchies sera en retard sur le premier. Or,

$$n' = \frac{\overline{AP}}{l'} = \frac{\overline{AA'} \sin. i}{l'} = \frac{2e \sin. i \sin. r}{l' \cos. r}, \quad n = \frac{2e}{l \cos. r};$$

d'où

$$n - n' = \frac{2e}{\cos. r}\left(\frac{1}{l} - \frac{1}{l'} \sin. i \sin. r\right),$$

et puisque $\frac{\sin. r}{l'} = \frac{\sin. i}{l}$, on a enfin :

$$n - n' + \frac{1}{2} = \frac{2e \cos. r}{l} + \frac{1}{2}.$$

Ainsi le retard des ondes interférentes par réflexion, sera exprimé en longueur par $2e \cos. r + \frac{l}{2}$; on voit donc que, pour qu'il reste le même lorsque l'angle i augmente ainsi que r, il faut que e augmente, et par suite aussi le diamètre de l'anneau correspondant.

Faits généraux de la diffraction. 594. On a donné le nom de ***diffraction*** à l'ensemble des modifications éprouvées par la lumière lorsqu'elle a passé près des extrémités des corps opaques. Le phénomène de la diffraction peut être observé dans trois circonstances distinctes. 1° Si l'on reçoit la lumière solaire sur une loupe d'un très-court foyer, ou sur une lentille cylindrique, enchâssée dans le volet d'une chambre obscure, comme pour l'expérience des miroirs de Fresnel; qu'au faisceau conique divergent du foyer F, on présente un écran opaque EC, qui devrait diviser l'espace situé au delà en deux parties, l'une obscure, l'autre éclairée; on remarque au contraire sur un carton blanc, dans l'intérieur même de l'ombre géométrique qui devrait être obscur, une lumière assez vive, décroissant d'intensité à mesure qu'on considère de points de plus en plus éloignés de la limite de cette ombre. Sur la partie du carton qui semblerait devoir être uniformément éclairée, on aperçoit des bandes irisées. Lorsqu'entre le foyer et l'écran opaque, on dispose un verre coloré qui ne laisse

arriver au carton qu'une lumière homogène, au lieu de bandes irisées, on aperçoit des franges, c'est-à-dire des bandes d'une lumière vive, séparées par d'autres bandes d'une lumière plus faible. En sorte que si l'intensité de la lumière est prise pour l'ordonnée d'une courbe, qui a pour abscisse la distance à la ligne de l'ombre géométrique, cette courbe est sinueuse, mais la différence entre un maximum et un minimum consécutif, va en diminuant lorsque l'abscisse croît, et finit par devenir sensiblement nulle; le nombre des franges visibles est d'autant plus grand que la lumière employée est plus homogène. Fig. 324.

2° Si l'on présente au faisceau lumineux divergeant du foyer F, et qui traverse le verre coloré, un écran percé d'une ouverture très-étroite, au moins dans un sens, on remarque sur le carton, au lieu d'une projection éclairée de l'ouverture, des franges extérieures ou situées dans l'ombre géométrique, et des franges intérieures ou situées dans l'espace qui devrait être uniformément éclairé; les parties obscures de ces dernières franges sont d'autant plus noires que la lumière est plus homogène, et que le foyer éclairant est plus étroit. 3° Si l'écran opaque que l'on présente au faisceau lumineux est percé de deux fentes rectangulaires très-étroites et très-voisines, on remarque des franges d'un éclat très-vif, dans la projection sur un carton de l'intervalle des deux fentes, qui devrait être obscur. Ces franges disparaissent complétement lorsqu'on intercepte la lumière venant d'une des fentes.

595. Young et Fresnel avaient cru pouvoir expliquer ces phénomènes par l'interférence des rayons directs, et des rayons réfléchis et infléchis sur les bords des écrans ou des fentes. Mais l'expérience ayant indiqué que la nature et le plus ou moins d'étendue de ces bords n'avaient pas d'influence sur l'éclat, la position et la largeur des franges; qu'elles restaient les mêmes, par exemple, lorsque ces bords étaient successivement semblables au dos ou au tranchant d'un rasoir, cette explication ne pouvait être adoptée. Théorie de la diffraction.

Fresnel est parvenu à expliquer complétement tous ces phénomènes, en regardant le mouvement de l'éther en un point, comme dû à la résultante des mouvements vibratoires envoyés par tous les points d'une onde antécédente, considérés comme autant de centres d'ébranlement. Si l'onde antécédente est très-étendue dans tous les sens, la résultante est identique avec le mouvement vibratoire communiqué au point considéré par la source elle-même. Mais si l'onde est interceptée en grande partie par des écrans opaques, comme dans les expériences précédentes, cette résultante est va-

riable suivant la position de la molécule éthérée. En calculant la valeur générale de cette résultante, dans les trois circonstances distinctes qui constituent le phénomène de la diffraction, Fresnel a obtenu des résultats conformes à l'expérience, et qui se sont accordés complétement avec toutes les mesures de franges qu'il avait prises.

Sans entrer dans tous les détails de calcul nécessaires, pour obtenir l'expression exacte de la vitesse de vibration finale, dans les diverses circonstances du phénomène de la diffraction, on peut démontrer, par des considérations géométriques, comme Fresnel l'a indiqué, que d'après la théorie, la lumière reçue sur les écrans doit offrir les variations d'intensité que l'on observe. Nous supposerons toujours qu'il ne s'agisse que d'une lumière homogène, qui n'ait subi aucune modification dans le trajet de la source aux bords opaques, en sorte que les rayons puissent être regardés comme identiques entre eux, quelle que soit leur direction, avant que les ondes soient interceptées. Nous admettrons par exemple, que dans tous les cas de diffraction cités, on ait placé, entre la source et les bords opaques, un verre coloré qui ne laisse passer que de la lumière rouge sensiblement homogène; ou bien qu'on ait disposé dans le trajet des rayons solaires un prisme d'une pureté parfaite, et derrière lui un diaphragme percé d'un trou qui ne laisse passer qu'une seule espèce de rayons, dont le faisceau soit ensuite concentré en une source lumineuse très-étroite par une lentille d'un très-court foyer.

Principe d'Huyghens; résultante d'une onde sphérique.

596. On peut regarder comme un axiome le principe établi par Huyghens, et que Fresnel a pris pour base de sa théorie de la réfraction, savoir : que le mouvement de l'éther en un point P, situé à une distance $(r + x)$ d'une source S, est identique avec celui qui résulterait de la composition des mouvements vibratoires envoyés par tous les points de l'onde ayant pour rayon r; ces points étant pris comme autant de centres d'ébranlement. En effet, si l'on imagine que toutes les molécules, situées sur la sphère de rayon r, soient mises directement dans l'état oscillatoire qui serait transmis par un seul point lumineux S, placé en son centre; ces molécules exécutant conséquemment des vibrations isochrones et concordantes, on aura ainsi construit de toutes pièces une sphère lumineuse, en tout identique à l'onde sphérique de même rayon provenant de la source unique S, et le mouvement de l'éther extérieur à cette sphère devra être le même que si le centre seul avait été directement ébranlé. Il est donc vrai de dire que la lumière transmise

directement, de la source S à la molécule P, est égale en intensité à la somme algébrique des lumières envoyées à la même molécule par tous les points de l'onde antécédente.

Résultante d'une onde circulaire complète.

597. Considérons isolément les molécules de l'onde situées sur son intersection OAO′, par un plan méridien mené suivant PS, et proposons-nous de trouver la résultante des mouvements vibratoires transmis en P par toutes ces molécules. Soit A le point de rencontre de PS avec la courbe ; nous supposerons toujours que la distance $\overline{PA}=x$ comprenne un très-grand nombre de fois l. Il est évident que la lumière envoyée par l'arc AO′ de gauche, sera égale à celle provenant de l'arc de droite AO, puisque ces deux arcs sont composés d'un même nombre de molécules, symétriquement placées deux à deux par rapport à PA, et à des distances égales de P ; ainsi il suffit de considérer les mouvements vibratoires transmis par un seul de ces arcs, et de doubler le résultat. Concevons l'arc AO divisé aux points M, M_1, M_2, M_3,... de telle manière que les distances $\overline{PA}$, $\overline{PM}$, $\overline{PM_1}$, $\overline{PM_2}$,... forment une progression arithmétique ayant pour raison $\frac{1}{2}l$, ou la moitié de la longueur d'ondulation de la lumière employée. Les divisions $\overline{AM}$, $\overline{MM_1}$, $\overline{M_1M_2}$, $\overline{M_2M_3}$,.... iront en diminuant d'abord assez rapidement, mais lorsque les rayons vecteurs au point P feront un angle sensible avec PA, elles n'éprouveront plus que des variations de grandeurs négligeables. FIG. 325.

Les vibrations envoyées en P par les molécules de l'onde qui occupent deux points de division consécutifs M_n, M_{n+1}, seront en discordance, puisque leurs phases différeront de $\frac{1}{2}l$; on doit même les regarder comme se détruisant complétement, car les rayons PM_n, PM_{n+1}, différant d'une quantité très-petite relativement à leur grandeur, peuvent être considérés comme parallèles. De même les vibrations, provenant des molécules d'éther qui se succèdent de M_n à M_{n+1}, seront en partie détruites par les vibrations envoyées par l'arc M_{n+1} M_{n+2} ; et cette destruction sera d'autant plus complète que ces deux arcs différeront moins l'un de l'autre. Ainsi les divisions correspondantes aux rayons vecteurs qui font un angle sensible avec PA, apporteront en P des vibrations qui se détruiront mutuellement. On n'aura donc à considérer, pour obtenir la résultante cherchée, que les ondes élémentaires provenant des divisions voisines de A ; et l'on pourra supposer que leurs rayons vers P sont tous parallèles, que les coefficients des vitesses de vibration qu'ils transmettent en ce point sont égaux, enfin que leurs phases seules diffèrent.

Même dans le voisinage de A, les rayons partis des moitiés situées

à droite sur deux arcs consécutifs sont en discordance au point P; il en est de même des rayons provenant des deux moitiés situées à gauche sur les mêmes arcs. Ainsi la lumière envoyée par l'arc MM_1 est presque annulée, par son interférence avec celle venue de la seconde moitié de $\overline{AM}$ et de la première de $\overline{MM_1}$; la lumière envoyée par l'arc M_2M_3 détruit presque totalement celle venant de la seconde moitié de $\overline{M_1M_2}$, et de la première de $\overline{M_3M_4}$; et ainsi de suite. Il n'y a donc que les rayons partis de la première moitié de l'arc AM, qui échappent à toute destruction par interférence. Ainsi, lorsque l'onde circulaire est complète, sa résultante relativement au point P se réduit sensiblement à celle d'un petit arc, ayant son milieu en A, et dont les rayons vecteurs extrêmes, tant à droite qu'à gauche, ne surpassent $\overline{AP}$ que d'un quart d'ondulation. Cette dernière résultante, comparée à la vitesse de vibration transmise par le point A seul, peut avoir une phase différente; mais en supposant que cette différence existe, elle doit être évidemment considérée comme indépendante de la distance x. Si le rayon r est très-grand, ou si la source est très-éloignée, l'onde sphérique devient plane, et l'onde circulaire O'AO devient une droite perpendiculaire à PA; ainsi la résultante d'une onde linéaire complète, relativement au point P, se réduit à celle des petites parties voisines du pied de la perpendiculaire, abaissée de P sur la *droite lumineuse*.

Résultante d'une onde cylindrique. 598. Dans le but de simplifier l'explication des phénomènes de la diffraction, nous prendrons pour source lumineuse la raie brillante formée par une lentille cylindrique d'un très-court foyer; les ondes provenant de cette source seront des cylindres droits ayant cette raie pour axe commun. Nous admettrons aussi que les bords des corps opaques, ou des fentes qui font naître les franges, soient parallèles à la raie lumineuse. Dans ces circonstances, il suffira de considérer ce qui doit arriver dans un plan normal à la source linéaire, ou parallèle aux bases des ondes cylindriques; ce sera comme si la lumière se propageait dans ce plan en ondes circulaires que l'on pourra considérer seules. En effet, pour trouver la résultante d'une onde cylindrique relativement au point P, on peut d'abord décomposer cette onde en une suite de bandes parallèles aux arêtes. Chacune d'elles formera une onde linéaire complète, dont la résultante partielle sera la même que celle des demi-éléments voisins du pied A de la perpendiculaire abaissée de P sur cette bande, et dont la phase ne pourra différer de celle correspondante au rayon lumineux PA, que d'une quantité δ indépendante

de sa longueur. Pour trouver ensuite la résultante totale, il suffira de chercher celle de tous les rayons lumineux situés dans un plan normal à toutes les bandes linéaires, et qui ne sont pas interceptées par les bords opaques. On peut alors se dispenser d'avoir égard à la différence δ, car comme elle doit être la même pour les phases de tous ces rayons, leur état de discordance ou de concordance, c'est-à-dire l'intensité définitive de la lumière en P, n'éprouve aucun trouble par cette suppression.

Ainsi, pour évaluer l'intensité de la lumière en un point P de l'écran, placé au delà des bords opaques ou des fentes, dans les différents cas de la diffraction, ces bords et ces fentes étant toujours parallèles au foyer rectiligne de la lentille cylindrique, il suffira de calculer la résultante des mouvements vibratoires transmis par les molécules d'éther situées dans le plan mené par P, normalement à la source linéaire, et appartenant à une onde circulaire incomplète. Considérons donc encore l'onde circulaire O'AO de la figure 325, et cherchons ce que devient la résultante relativement au point P, dans le cas où une certaine partie des rayons vecteurs vers ce point sont interceptés par des bords opaques.

599. Le point A où la droite PS rencontre l'onde circulaire peut être appelé le *pôle du point de concours* P; nous désignerons la distance PA sous le nom de *hauteur du pôle*. Nous appellerons en général *zone*, une portion quelconque d'un des arcs indéfinis AO, AO'; la grandeur de cette portion sera la *largeur* de la zone; la différence des rayons vecteurs vers P, menés par les deux extrémités d'une zone, sera sa *hauteur*. Nous désignerons particulièrement par le nom de *zone polaire*, tout arc défini ayant une de ses extrémités au pôle A lui-même; la distance circulaire au pôle A de l'extémité la plus voisine d'une zone quelconque peut être appelée sa *distance polaire*. Nous appellerons *zone graduée* ou *élémentaire* une zone ayant pour hauteur une demi-longueur d'ondulation, quelle que soit sa distance polaire. Nous désignerons sous le nom d'*échelle*, tout arc, pris sur AO ou sur AO', divisé en zones graduées; l'*origine* de l'échelle sera son extrémité la plus voisine du pôle; l'échelle sera dite *définie*, si les zones élémentaires qui la composent sont en nombre limité; *indéfinie* dans le cas contraire; elle sera dite *échelle polaire*, si son origine est au pôle lui-même; et en général la distance circulaire de l'origine d'une échelle au point A sera sa distance polaire. Cela posé, nous pourrons dire simplement : une onde circulaire complète est composée, pour chaque point de concours, de deux échelles polaires

Définition d'une zone éclairante.

indéfinies, l'une à droite, l'autre à gauche; les zones élémentaires de chaque échelle vont en diminuant de largeur à partir du pôle, d'abord très-rapidement, ensuite d'une manière insensible; lorsque le point de concours s'éloigne ou se rapproche de l'onde, les zones graduées du même ordre augmentent ou diminuent de largeur, etc.

Résultante d'une zone élémentaire.

600. Ces conventions établies, proposons-nous d'abord de chercher la résultante de toutes les ondes élémentaires qui partent des molécules situées sur une zone graduée *mm'*. Tous les rayons de ces ondes dirigés vers P peuvent être supposés parallèles. Le mouvement vibratoire propagé par chacun de ces rayons, quelque compliqué qu'il soit, peut être décomposé suivant trois axes, tels que leur direction commune, et deux droites orthogonales perpendiculaires à cette direction. Lorsqu'on passe d'un rayon à un autre, ces trois composantes sont identiquement les mêmes, aux origines des ondes; et de là au point de concours, leurs phases subissent les mêmes variations pour chaque rayon; leurs résultantes s'obtiendront donc rigoureusement de la même manière, et il suffit de considérer un seul de ces trois mouvements composants; ce qui revient à supposer que toutes les molécules de *mm'* exécutent et transmettent des vibrations linéaires, toutes parallèles entre elles. (Fig. 326.)

Concevons la zone *mm'*, de hauteur $\frac{1}{2}l$, partagée en un très-grand nombre de zones d'égales hauteurs, assez petites pour qu'on puisse supposer que les molécules situées sur chacune d'elles envoient des rayons de même phase au point de concours. Soient a un coefficient proportionnel à la largeur d'une de ces zones partielles, et φ l'excès de son rayon sur $\overline{mP}$; on pourra représenter par $a \sin. 2\pi\left(\frac{t}{\tau}-\frac{\varphi}{l}\right)$, la vitesse de vibration que cette zone partielle transmet au point P, en prenant pour zéro la phase du rayon mP à ce point de concours. D'après cela, la vitesse de vibration, résultante de toute la zone *mm'*, sera $V=\Sigma a \sin. 2\pi\left(\frac{t}{\tau}-\frac{\varphi}{l}\right)$, la série s'étendant à toutes les zones partielles, ou de $\varphi=0$ à $\varphi=\frac{1}{2}l$. Il faut remarquer que le coefficient a décroît à mesure que φ augmente, mais que ce décroissement est d'autant moins rapide que la zone graduée est plus éloignée du pôle. La résultante V peut se mettre sous la forme $V=A \sin. 2\pi\left(\frac{t}{\tau}-\frac{\Phi}{l}\right)$ (§. 578), et l'on a, pour déterminer A et Φ, les deux relations

$$A \sin. 2\pi\frac{\Phi}{l}=\Sigma a \sin. 2\pi\frac{\varphi}{l}, \text{ et } A \cos. 2\pi\frac{\Phi}{l}=\Sigma a \cos. 2\pi\frac{\varphi}{l};$$

d'où

$$\text{tang. } 2\pi\frac{\Phi}{l} = \frac{\Sigma a \sin.2\pi\frac{\varphi}{l}}{\Sigma a \cos.2\pi\frac{\varphi}{l}}.$$

Soit posé $2\pi\frac{\varphi}{l} = \varepsilon$, $2\pi\frac{\Phi}{l} = i$; l'équation précédente devient tang. $i = \frac{\Sigma a \text{ sin. } \varepsilon}{\Sigma a \text{ cos. } \varepsilon}$. L'arc ε varie de 0 à π, dans les deux séries Σa sin. ε, Σa cos. ε; si a avait la même valeur pour tous leurs termes, comme sin. ε est toujours positif, tandis que cos. ε a des valeurs égales, et de signes contraires, à des distances égales des limites de ε, on aurait évidemment tang. $i = \infty$, $i = \frac{\pi}{2}$, d'où $\Phi = \frac{1}{4}l$. C'est-à-dire que l'onde résultante serait, à l'intensité près, la même que l'onde élémentaire venant du point qui partage $\overline{mm'}$ en deux zones ayant toutes les deux pour hauteur $\frac{1}{4}$ d'ondulation. On aurait en outre $A = \Sigma a$ sin. ε, et il est facile de voir que cette valeur serait proportionnelle à la surface d'une demi-ellipse, ayant pour demi-axe $\overline{mm'}$ et sin. $\frac{\pi}{2} = 1$, ou à $\pi\,\overline{mm'}$.

Mais en réalité a varie avec ε, et décroît de $\varepsilon = 0$, à $\varepsilon = \pi$; la somme des termes positifs l'emporte donc sur celles des termes négatifs dans le dominateur Σa cos. ε; tang. i est donc positif, $i < \frac{\pi}{2}$, $\Phi < \frac{1}{4}l$. Néanmoins on peut prendre pour la résultante cherchée, celle qui correspond au cas où les coefficients a seraient tous égaux, et remplacer une zone de hauteur $\frac{1}{2}l$, par une onde élémentaire unique, ayant son centre au point qui partage cette zone en deux autres de hauteur moitié, et une intensité proportionnelle au carré de sa longueur. Il faudra se rappeler toutefois, que cette définition de la résultante cherchée n'est qu'approximative, et que le centre de l'onde élémentaire unique s'écarte un peu de celui qui vient d'être défini, vers l'origine de la zone; cet écart diminuant à mesure que cette zone s'éloigne du pôle, et augmentant lorsqu'elle s'en rapproche.

601. Les résultantes de deux zones élémentaires consécutives sont donc toujours en discordance au point de concours, et la lumière transmise par l'une détruit celle envoyée par l'autre, d'autant plus complétement que leur distance polaire est plus grande. D'après ce résultat, si le point de concours n'est éclairé que par une échelle définie d'un nombre pair de zones graduées, leurs résultantes se détruisant presque complétement deux à deux, le point de concours sera obscur. Si au contraire l'échelle définie contient un nombre impair de zones élémentaires, il y aura toujours une de

Résultante d'une demi-onde circulaire incomplète.

ces zones dont la résultante échappera complétement à toute destruction par interférence, et le point de concours sera brillant.

Une échelle indéfinie peut toujours être considérée comme composée d'un nombre très-grand, mais impair, de zones graduées; en sorte que la lumière qu'elle envoie, et qui échappe à toute destruction, se réduit à peu près à la résultante de sa première zone, dont le point de départ est à moins d'un quart d'ondulation au-dessus de son origine. Il faut remarquer ici que ce point d'application de la résultante sera d'autant plus près de l'origine de l'échelle que sa distance polaire sera plus courte, et au contraire d'autant plus voisine du point situé à $\frac{1}{4}\,l$ au-dessus de cette origine, que cette dernière sera plus éloignée du pôle. En outre la clarté produite par une échelle indéfinie, décroît d'une manière continue à mesure que sa distance polaire augmente; car la largeur de la première zone, dont le carré peut servir de mesure à l'intensité de la résultante totale, va en diminuant dans le même sens. Lorsque l'échelle indéfinie est polaire, la lumière qu'elle envoie est évidemment la moitié de la lumière produite par l'onde circulaire complète.

Explication de la diffraction produite par un seul bord opaque.

602. Il est facile d'expliquer maintenant toutes les circonstances du phénomène de la diffraction. Considérons d'abord le cas où l'une des ondes cylindriques, produites par le foyer *rectiligne* d'une lentille verticale, est interceptée par une lame opaque très-large, dont le bord est parallèle aux arêtes; et cherchons quelles doivent être les traces lumineuses, projetées sur un écran vertical, placé au delà du bord opaque, à une distance incomparablement plus grande que la longueur d'ondulation l de la lumière homogène transmise par la source. Il suffit d'étudier ce qui doit se passer dans un plan horizontal.

Fig. 327. Soient: S la projection de la raie lumineuse sur ce plan; LB l'intersection de la lame opaque, et B celle de son bord; BO la portion non interceptée de l'onde circulaire, dont les éléments doivent être considérés comme éclairant seuls les différents points de l'intersection E'E de l'écran; G le point de rencontre du rayon SB et de l'écran, ou la trace de la limite de l'ombre géométrique du bord opaque. Au point de concours G, l'échelle polaire indéfinie BO, fournit la moitié de la lumière qui l'éclairerait si la lame n'existait pas. Chacun des points de l'écran sur la partie GE', est éclairé par une échelle indéfinie BO, dont la distance polaire est d'autant plus grande que le point de concours s'éloigne plus du point G; la clarté ira donc en diminuant d'une manière continue de G vers E', ou dans l'ombre géométrique.

De G vers E, au contraire, la clarté devra offrir des maxima et des minima successifs. En effet, représentons par 2 l'intensité de la lumière qui serait projetée sur l'écran si la lame opaque n'existait pas; 1 sera l'intensité en G, lors de l'interposition de cette lame. Soit maintenant P un point de concours situé sur GE, tel que le bord de l'écran laisse à gauche de son pôle A une zone graduée AB non interceptée; ce point P recevra, outre la lumière 1, due à l'échelle polaire indéfinie AO, celle due à la zone PA, laquelle surpace l'unité, puisque l'échelle indéfinie de gauche interceptée par la lame devrait détruire une partie de cette dernière lumière; la clarté en P sera donc plus grande que 2; le point P sera donc brillant comparativement au point G. Soit G′ un point de concours, plus éloigné que P sur GE, tel que l'arc B′B comprenne deux zones graduées; G′ recevra encore, outre la lumière 1 due à la demi-onde circulaire B′O, la petite quantité de lumière qui échappera à la destruction pour interférence, occasionnée par la discordance des résultantes des deux zones élémentaires comprises entre B′ et B; la clarté en G′ sera donc un peu plus grande que celle en G, mais beaucoup plus petite que celle en P; il y aura donc un minimum de lumière vers G′.

Si l'on continue à considérer des points de concours, situés sur GE, de plus en plus éloignés de G, et tels que la lame opaque laisse, à gauche de leurs pôles, une échelle définie polaire; un de ces points recevra un maximum de lumière quand le nombre des zones graduées de l'échelle définie correspondante sera impair, un minimum quand ce nombre sera pair. La différence de clarté entre un minimum et un maximum consécutifs ira en diminuant; et enfin la clarté deviendra uniforme, et égale à 2, aux points de l'écran assez éloignés de G, pour que l'échelle définie de gauche, non interceptée, ne diffère de la demi-onde dont elle fait partie, que par quelques zones graduées d'une grande distance polaire, dont l'influence serait tout-à-fait nulle.

Ainsi la surface de l'écran ne présentera pas, comme cela devrait résulter de la théorie géométrique des ombres, une ligne verticale séparant nettement une portion régulièrement obscure, d'une clarté uniforme. A gauche de cette ligne, il y aura au contraire une clarté décroissant d'intensité d'une manière continue, et à droite une suite de franges verticales, alternativement plus obscures et plus brillantes, correspondantes à des maxima et des minima de lumière. Tel est, en effet, le phénomène que l'on observe dans les circonstances indiquées. Les milieux des franges ne

sont pas précisément placés aux points de concours que nous venons de définir, mais l'erreur est très-peu sensible lorsque l'écran est suffisamment éloigné de la lame. Fresnel a d'ailleurs calculé leurs positions exactes, à l'aide d'une analyse rigoureuse, qui lui a permis d'évaluer en outre les rapports des intensités de la lumière sur les différents points de l'écran; ces rapports rendent parfaitement compte de la vivacité des premières franges, de la pâleur que présentent celles plus éloignées, et enfin de la clarté uniforme qui leur succède. Les largeurs des parties comprises entre les milieux de deux bandes obscures consécutives, d'un certain ordre, étaient données par l'analyse en fonction des distances relatives de la source, du bord opaque, et de l'écran; Fresnel a mesuré ces diverses largeurs à l'aide de son micromètre, qui lui faisait apprécier des différences de longueurs d'un centième de millimètre et ces mesures ont présenté l'accord le plus parfait avec les résultats déduits de la théorie.

Soient : r la distance SP de la source au bord opaque; x celle qui sépare ce bord de l'écran; y la distance au point G d'un point de concours situé sur GE; n le nombre des zones graduées que la lame opaque laisse libres, à gauche du pôle correspondant à ce point de concours. On aura évidemment

$$\sqrt{(r+x)^2+y^2}-\sqrt{x^2+y^2}=r-n\frac{l}{2}.$$

D'après cette formule, il est facile de voir que le milieu d'une bande obscure du même ordre, correspondant à un certain nombre pour n, décrit une hyperbole ayant pour foyers la source S et le bord B, lorsque r restant constant on fait varier x; c'est-à-dire quand on éloigne ou rapproche l'écran de la lame opaque, sans changer la distance qui sépare cette lame de la source. En outre, la formule précédente donne, par un calcul très-simple,

$$\sqrt{x^2+y^2}=x+\frac{nl}{2}+\frac{nlx+\frac{1}{4}n^2l^2}{2r-nl},$$

et démontre que y augmente, pour la même valeur de x, lorsque r diminue; c'est-à-dire que les bandes obscures du même ordre s'élargissent, ou s'éloignent de la limite de l'ombre géométrique, lorsque la distance de l'écran à la lame restant la même, on diminue celle de la lame à la source. Ces deux conséquences de la théorie ont été complétement vérifiées par les mesures de franges prises par Fresnel.

603. Nous avons supposé la lame suffisamment large, ou son second bord trop éloigné du premier, pour que l'écran pût recevoir une lumière sensible de la portion d'onde cylindrique libre vers la gauche. Cette restriction était indispensable, car le phénomène de l'ombre d'une lame étroite diffère essentiellement de celui de l'ombre produite par un seul bord opaque. On remarque alors sur l'écran, non-seulement des franges extérieures, à droite et à gauche de l'ombre géométrique du corps étroit, mais un autre système de franges, plus vives et plus serrées, dans l'intérieur même de cette ombre. Ces franges intérieures sont dues à l'influence mutuelle des rayons envoyés sur l'écran, par les deux parties de l'onde cylindrique qui restent libres à droite et à gauche du corps opaque; car lorsqu'on intercepte un de ces groupes de rayons, en masquant l'un des bords par un nouvel écran, tout le système des franges intérieures disparaît complétement. On peut démontrer facilement que le concours de ces deux groupes de rayons doit en effet occasionner des franges, alternativement brillantes et obscures. Explication des franges dans l'ombre d'un corps étroit.

Soient, sur un plan horizontal : S la trace du foyer linéaire de la lentille cylindrique; BB' la coupe d'un fil métallique très-fin, qui intercepte une partie B'B de l'onde circulaire O'O; G' et G les traces des limites de l'ombre géométrique, sur un écran vertical E'E perpendiculaire à la droite SQ, qui partage l'angle B'SB en deux parties égales. Le point Q est éclairé par les deux échelles indéfinies BO et BO', dont les résultantes sont égales et concordantes; en sorte que la lumière envoyée par l'une d'elles double celle de l'autre; le point Q sera donc brillant, et cela d'autant plus que BB' sera plus petit et l'écran plus éloigné; enfin sa clarté différera très-peu de celle qui existerait si l'écran était enlevé. Il n'en sera pas de même de tous les points situés entre Q et G, entre Q et G' : en marchant dans un sens ou dans l'autre, on doit rencontrer une suite de points de concours, pour chacun desquels la différence de hauteur des résultantes, qui correspondent aux deux échelles indéfinies BO et B'O', soit d'un nombre entier de demi-ondulations, successivement pair et impair; ces points seront donc alternativement éclairés et noirs ; il doit donc enfin exister des franges obscures et brillantes dans l'intérieur même de l'ombre projetée par le corps étroit. Fig. 328.

Si le point d'application de la résultante de l'échelle indéfinie BO ou B'O', relativement à tout point de concours situé entre G et G', était toujours à $\frac{1}{8}$ d'ondulation au-dessus de son origine B ou B',

le point milieu d'une bande brillante ou obscure pourrait être déterminé, par la condition que la différence des distances de ce point, aux bords B et B′, fût un nombre entier de demi-ondulations, pair ou impair; mais ce mode de détermination serait inexact, car nous avons fait voir que le point d'application de la résultante d'une échelle indéfinie, au-dessus de son origine, varie de hauteur entre zéro et $\frac{1}{4}l$. Par exemple, à mesure que le point de concours s'approche de G, à droite de la bande centrale Q, la résultante de l'échelle B′O′ s'éloigne de plus en plus du bord B′, tandis que celle de l'échelle BO se rapproche du bord B. Fresnel a déduit de son analyse rigoureuse, des formules donnant les largeurs des franges intérieures de différents ordres, et de nombreuses observations micrométriques ont ensuite vérifié l'exactitude de ces formules.

Les franges extérieures, que l'on observe sur GE ou G′E′, ne doivent pas être identiques avec celles que nous avons considérées dans le premier cas de la diffraction; car tout point de concours, situé un peu au delà de G vers E, est non-seulement éclairé par la demi-onde circulaire située à droite de son pôle, et par la zone qui sépare ce pôle du bord B, mais encore par l'échelle indéfinie B′O′, dont la résultante apporte une lumière sensible qui doit compliquer le phénomène. En effet, lorsqu'on intercepte cette dernière lumière, en masquant le bord B′ par un nouvel écran, ce qui fait disparaître les franges intérieures, on remarque en même temps des changements très-sensibles dans les franges extérieures projetées sur GE.

Explication des franges produites par une fente étroite.

604. Considérons maintenant le second cas de la diffraction, celui d'une fente verticale, pratiquée dans une lame opaque ou produite par le rapprochement de deux lames, que l'on présente à une certaine distance de la raie brillante formée par la lentille cylindrique. Soient, toujours sur un plan horizontal : S la trace du foyer rectiligne; L′L la section des lames; B′B celle de la fente; B′CB l'arc non intercepté de l'onde circulaire passant par B′ et B, que nous supposerons à la même distance de la source; G′ et G les points d'intersection des rayons SB′ et SB avec un écran E′E, disposé perpendiculairement à la droite SCQ, qui partage l'angle B′SB en deux parties égales. (Fig. 329.) Le phénomène diffère avec la position de l'écran : lorsqu'il est très-éloigné, on observe une image brillante de la fente, plus large de beaucoup que la projection conique G′G; à droite et à gauche sont les franges obscures et brillantes que nous appellerons franges extérieures. Mais lorsqu'on

rapproche successivement l'écran des lames opaques, on aperçoit un autre système de franges, dans l'intérieur même de l'image, lequel subit des transformations très-sensibles, à mesure que la distance diminue.

Il est facile de concevoir la cause de cette différence. Tout point de concours pris sur l'écran, entre G et G′, a son pôle sur l'arc BCB′, en sorte qu'il est éclairé à la fois par deux zones polaires, l'une située à droite et l'autre à gauche; c'est l'interférence variable des résultantes de ces zones qui occasionne les franges intérieures. Au contraire, pour un point de concours pris au delà de G vers E, ou en deçà de G′ vers E′, le pôle est intercepté, et l'arc éclairant forme une seule zone, située sur la demi-onde circulaire de gauche ou de droite, laquelle produit moins ou plus de lumière, suivant que sa hauteur contient un nombre pair ou impair de fois $\frac{1}{2}l$; et c'est ici la cause des franges extérieures.

Or, quand la distance de l'écran est suffisamment grande, les deux zones polaires qui composent l'arc éclairant, pour tout point de concours intérieur, ont des hauteurs tellement petites, que leurs résultantes sont concordantes; il ne peut donc plus exister de franges intérieures. Toute l'image géométrique G′G est alors éclairée d'une lumière continue; et cette clarté s'étend même au delà, si pour le point de concours G ou G′ la zone polaire BCB′ a une hauteur moindre que $\frac{1}{2}l$. Ainsi l'image occupera toute la largeur comprise entre les milieux des deux premières franges obscures extérieures, pour lesquels l'arc éclairant comprend deux zones graduées, situées sur la même demi-onde circulaire. Cette image doit donc être considérablement élargie, et cela d'autant plus que l'écran se trouve plus éloigné et que la fente est plus étroite.

Lorsque l'écran s'avance parallèlement vers les bords opaques, il atteint une position, telle que l'arc éclairant comprend exactement deux zones graduées polaires, relativement au point de concours Q; c'est à partir de cette position que les franges intérieures commencent à paraître. Considérons de suite une position encore plus rapprochée, telle que l'arc BCB′ se compose, pour le milieu de l'écran, de deux échelles définies polaires; soit n le nombre de zones graduées de chacune de ces échelles; le point Q sera brillant si n est impair, obscur au contraire si n est pair. A droite et à gauche de ce point il existera des points de concours pour lesquels l'arc éclairant se composera de deux échelles polaires inégales, comprenant à très-peu près l'une $(n-1)$, l'autre $(n+1)$ zones élémentaires; ces points seront obscurs si n est im-

pair, brillants si n est pair. Au delà de ces points on en trouvera d'autres dont les deux échelles polaires contiendront presque, l'une $(n - 2)$, l'autre $(n + 2)$ zones graduées; ces nouveaux points seront éclairés ou obscurs suivant que n sera impair ou pair; et ainsi de suite. Ces franges intérieures seront donc d'autant plus nombreuses, et par conséquent d'autant plus serrées, que n sera plus grand, ou que l'écran sera plus rapproché des lames. Il est à remarquer que la bande centrale ne sera brillante que pour n impair, et qu'elle sera au contraire obscure pour n pair.

Explication des franges produites par deux fentes très-voisines. 605. Nous arrivons enfin au dernier cas de la diffraction, celui de deux fentes verticales très-voisines, pratiquées dans une même lame opaque, que l'on place entre la source rectiligne et l'écran. Soient, encore sur plan horizontal : S la trace du foyer de la lentille; L'CL la coupe de la lame; A'B', AB les sections des deux fentes, ou les arcs non interceptés d'une même onde circulaire O'CO; F'G', FG les traces des images géométriques des fentes sur l'écran. (Fig. 330.) Nous supposerons pour simplifier que les deux fentes ont une largeur égale; que la lame opaque est disposée normalement au rayon SC, venant de la source au milieu de l'intervalle étroit qui sépare les deux fentes; enfin que l'écran est parallèle à la lame. Les deux images F'G' et FG ont alors la même largeur, et le milieu Q de G'G est situé sur le prolongement de SC. De F vers E, et de F' vers E', on observe des franges extérieures, qui s'expliquent comme celles qui entourent l'image d'une seule fente. De F en G ou de F' en G', il peut y avoir d'autres franges, si la distance CQ n'est pas trop grande, et dont l'explication est en tout conforme à celle des franges intérieures à l'image d'une seule fente. Toutefois les franges des images GF ou G'F' peuvent être modifiées d'une manière sensible par la lumière venant de A'B' ou AB, si l'intervalle B'B est très-petit. Enfin on observe sur G'G un système de franges très-vives et très-serrées, qui s'étendent symétriquement à gauche et à droite du milieu Q, et qui caractérisent principalement le cas actuel de la diffraction.

Ces franges nouvelles sont dues à l'interférence des rayons envoyés par les deux arcs éclairants A'B' et AB; ce qu'il est facile de prouver, car si l'on intercepte un des groupes de rayons interférents, en masquant une des fentes par un nouvel écran, tout le système de franges dont Q est le centre disparaît complétement, et l'on n'aperçoit plus sur l'écran E'E que les franges extérieures plus pâles et plus larges produites par la fente qui reste libre. Il est encore facile d'expliquer les franges dont il s'agit. Le point de con-

cours Q, au milieu de G′G, est toujours éclairé par deux zones égales et symétriquement placées à droite et à gauche de son pôle; les lumières envoyées par ces deux zones s'ajouteront donc, et le point Q sera toujours brillant. Mais à droite et à gauche de ce milieu Q, on doit rencontrer une suite de points, tels que les résultantes des deux zones éclairantes aient des hauteurs inégales différant d'un nombre entier de fois $\frac{1}{2}\,l$; ce nombre sera successivement pair et impair, dans la série de ces points, qui se trouveront conséquemment sur autant de bandes brillantes et obscures.

D'ailleurs, les fentes étant très-étroites, l'écran peut être assez éloigné pour que les zones A′B′ et AB aient des hauteurs beaucoup plus petites que $\frac{1}{2}\,l$, relativement à tout point de concours situé sur l'écran entre G′ et G; en sorte que les ondes élémentaires, ayant leurs origines sur chacune de ces zones, peuvent être considérées comme arrivant sensiblement avec la même phase, ainsi que leur résultante directement égale à leur somme. C'est alors comme si l'écran était exposé à deux sources identiques, et les franges dont il s'agit s'expliquent par l'interférence des rayons de ces sources, comme celles provenant du concours des rayons réfléchis sur les deux miroirs légèrement inclinés, dans l'expérience de Fresnel. En effet la mesure de la largeur des franges, observées dans l'ombre commune à deux fentes étroites, conduit à des longueurs d'ondulation identiques avec celles que fournit l'expérience des deux miroirs.

Quand l'intervalle qui sépare les deux fentes augmente, les franges intérieures se resserrent, ou diminuent de largeur; c'est comme dans l'expérience des deux miroirs, lorsque les deux images s'éloignent, par une diminution de l'angle obtus que forment les plans réfléchissants. Quand on introduit, dans le trajet d'un des faisceaux interférents, une lame mince transparente, qu'il suffit de poser sur une des fentes, tout le système de ces franges est déplacé ; et le nombre des largeurs de franges que la bande brillante centrale parcourt sur l'écran, lors de ce déplacement, peut servir à déterminer l'épaisseur ou l'indice de réfraction de la lame, ou la longueur d'ondulation qu'y possède la lumière homogène employée, ou enfin le rapport de la vitesse de cette lumière dans la lame, à sa vitesse dans l'air (§ 589).

Les développements qui précèdent, suffisent pour faire concevoir que les faits de la diffraction sont des conséquences du principe des interférences. Mais pour acquérir la certitude que ce principe peut seul expliquer toutes les circonstances de la diffraction, il faut

lire le dernier mémoire que Fresnel a publié sur ce sujet. Il serait impossible d'émettre le moindre doute sur la théorie de cet illustre physicien, quand on observe l'accord surprenant qu'il signale, entre les nombres déduits du calcul, et ceux donnés par des mesures directes dans une multitude de cas différents. Il est à regretter que les bornes de ce cours ne permettent pas de donner ici, dans tous leurs détails, ces preuves irrécusables de la réalité des ondes lumineuses.

Mesure de la distance d'une frange à l'ombre géométrique.

606. Les mesures prises par Fresnel, à l'aide de son appareil micrométrique (§ 585), avaient toujours pour but de déterminer, soit la largeur d'une frange ou l'intervalle compris entre les milieux de deux bandes obscures consécutives, soit la distance qui séparait une bande obscure de la limite de l'ombre géométrique. Dans ce dernier cas, il fallait employer un artifice particulier, puisque dans les faits dont ils s'agit, les ombres géométriques n'ont pas de limites visibles; voici le procédé indirect qu'a employé Fresnel, dans le premier cas de la diffraction, et qu'il est bon de connaître. Pour mesurer sur l'écran la distance d'une bande obscure d'un certain ordre, à la projection du bord de la lame opaque, on approche de ce bord, et dans le même plan, une lame semblable à la première que l'on arrête à une distance assez grande, pour que l'intervalle des deux lames ne produise pas les phénomènes de diffraction d'une ouverture étroite; ce dont on est sûr tant que les franges extérieures à l'ombre de la première lame ne subissent pas de modification, et conservent les mêmes largeurs. Dans ces circonstances, les deux lames produisent sur l'écran deux systèmes de franges extérieures identiques, et symétriquement placés dans l'image de l'ouverture. On mesure alors la distance qui sépare les milieux des deux bandes obscures, de l'ordre que l'on a en vue, dans les deux systèmes; on retranche cette distance de la projection conique de l'ouverture, qu'il est facile de déduire, par une simple proportion, des distances connues de la source au plan des lames, et à l'écran, et de la grandeur mesurée de l'ouverture; la moitié du reste donne la distance cherchée. Les autres cas de la diffraction n'exigent aucun appareil additionnel, pour mesurer la distance d'une bande aux limites géométriques des ombres; puisque, pour chaque frange, de quelque ordre qu'elle soit, le phénomène présente de lui-même une frange symétrique du même ordre.

Fig. 331.

Franges et clarté dans l'ombre d'un disque.

607. Nous n'avons considéré que la diffraction produite par des ondes cylindriques, et par des bords opaques rectilignes; lorsque la source lumineuse est formée par une loupe ordinaire d'un

très-court foyer, et quand les bords opaques sont courbes, les franges se contournent, mais le phénomène résulte toujours de l'interférence des rayons envoyés par les parties non interceptées des ondes sphériques. Les calculs qu'il faut faire alors pour évaluer les résultantes sont nécessairement plus compliqués que dans les cas simples que nous avons décrits. Fresnel a considéré le cas de l'ombre d'un petit écran circulaire opaque, interceptant les ondes sphériques provenant d'un point lumineux ; les largeurs des franges annulaires intérieures, données par le calcul, ont encore été vérifiées par l'expérience ; le disque opaque était un petit cercle noirci sur la surface d'une lame de verre, et le phénomène était observé par transmission. M. Poisson fit remarquer qu'il résultait de la théorie de Fresnel, que le centre même de l'ombre du disque très-étroit, observée à une distance suffisante, devait être aussi éclairé que si le disque n'existait pas : cette conséquence a été vérifiée par M. Arago.

Bandes irisées dans la lumière blanche.

608. Il résulte évidemment de l'explication des différents cas de la diffraction, que dans tout système de franges produites par une lumière homogène, les largeurs des bandes alternativement brillantes et obscures, doivent augmenter et diminuer avec la longueur d'ondulation ; d'où il suit que pour les mêmes positions relatives de la source lumineuse, des bords opaques et de l'écran, les franges doivent être d'autant plus fines, que la couleur homogène diffractée est plus réfrangible. C'est en effet, ce que confirme l'expérience. Les bandes irisées, qui sont produites dans les mêmes circonstances par la lumière blanche, proviennent de la superposition de tous les systèmes de franges correspondants aux différentes couleurs du spectre solaire.

Phénomènes des réseaux parallèles.

609. Fraünhofer a observé avec beaucoup de soin un phénomène de diffraction particulier, dont l'explication diffère de celle des cas généraux que nous avons décrits, quoique étant fondée sur les mêmes principes. L'appareil principal est un *réseau* composé d'une suite d'intervalles, alternativement opaques et transparents. Le meilleur réseau qu'on puisse employer est une lame transparente, sur laquelle sont tracées au diamant des lignes parallèles, équidistantes et très-serrées, tellement qu'on puisse en compter depuis vingt jusqu'à plusieurs centaines dans l'épaisseur d'un millimètre ; les sillons formés par la pointe du diamant sont les parties opaques. Pour observer le phénomène dont il s'agit, on introduit un faisceau de rayons solaires, réfléchi horizontalement sur le miroir d'un héliostat par une fente verticale étroite, pratiquée dans le volet d'une chambre obscure. Ce faisceau est reçu à une assez grande distance

du volet, sur la lame du réseau, que l'on dispose de telle manière que les traits qui le composent soient verticaux ou parallèles à la fente. Immédiatement derrière la lame, on place l'objectif d'une lunette, mobile autour d'un axe vertical occupant le milieu du réseau, et dont les variations de direction puissent être observées sur un limbe horizontal, propre à mesurer des angles.

Dans ces circonstances, l'œil placé derrière l'oculaire de la lunette aperçoit : 1° Sur l'axe optique une image blanche de la
FIG. 332. fente A, ayant ses bords très-nettement terminés; 2° à droite et à gauche de cette image, deux espaces égaux complétement obscurs O et O'; 3° au delà, et symétriquement de part et d'autre, une suite de spectres solaires parfaits, ayant tous le violet plus près, et le rouge plus éloigné de la bande blanche. De chaque côté le premier spectre est séparé du second par un espace obscur O'' moindre que O; mais le rouge du second se projette sur le violet du troisième, l'extrémité de celui-ci sur le quatrième et ainsi de suite. Ces spectres, et surtout les premiers, présentent distinctement les mêmes raies noires que Fraünhofer a découvertes dans les spectres produits par des prismes très-homogènes; on aperçoit très-nettement les raies principales C, D, E, F, G.

Si, considérant une même raie, F par exemple, dans *les spectres* successifs situés d'un même côté, on mesure à l'aide du fil *micrométrique* de Fraünhofer (§ 496), et en faisant tourner convenablement la lunette, les distances qui séparent du milieu de l'image blanche, les différentes positions de cette raie, F' dans le premier spectre, F'' dans le second, F''' dans le troisième,... on trouve que la seconde de ces distances AF'' est double, la troisième AF''' triple,... de la première AF; d'où il est facile de conclure que l'intervalle compris entre deux raies du même spectre, croît suivant la même progression arithmétique, d'un spectre à l'autre. $\overline{AF'}$ peut être appelé la *déviation* de la raie F; elle se mesure sur le limbe de la lunette, en prenant la moitié de l'angle décrit, pour amener successivement le fil micrométrique sur la raie F' des deux spectres du premier ordre, à droite et à gauche de A.

Fraünhofer a mesuré ainsi les déviations des sept raies principales, en se servant de réseaux différents, c'est-à-dire plus ou moins serrés, et dans lesquels le sillon opaque était plus ou moins large par rapport à l'intervalle transparent. Il a constaté de cette manière que la déviation d'une même raie ou d'une même couleur, ne dépend pas du rapport de l'épaisseur d'un sillon, à la largeur d'un intervalle transparent, mais de la somme de ces deux grandeurs; que la

valeur absolue de la déviation est en raison inverse de cette somme; c'est-à-dire qu'en multipliant la déviation mesurée, par la somme connue de l'épaisseur d'un sillon et d'un intervalle transparent, on obtient un nombre constant pour la même raie, quel que soit le réseau dont on se serve. Fraünhofer a calculé, sur des mesures exactes et nombreuses, les valeurs de ce nombre constant pour les sept raies principales du spectre solaire; et il se trouve que ces valeurs sont précisément égales aux longueurs d'ondulation des couleurs correspondantes à ces raies, telles que Fresnel les a obtenues par d'autres procédés.

Explication du phénomène des réseaux.

610. Ces lois ne sont que des conséquences très-simples de la théorie des ondes lumineuses, comme M. Babinet l'a remarqué le premier. Considérons ce qui doit arriver pour les rayons d'une seule couleur homogène, dont la longueur d'ondulation soit l, et supposons que le réseau soit assez éloigné de la fente pour que sa surface puisse être considérée comme située sur une même onde cylindrique. Soient sur un plan horizontal : R'R la trace du réseau et de l'onde interceptée ; P la position de l'œil de l'observateur; PF le rayon venant directement du milieu de la fente. Nous admettrons que cette droite PF est perpendiculaire à R'R, et passe par le milieu A d'un sillon opaque, en sorte qu'elle partage le réseau en deux parties symétriques; nous supposerons aussi que le phénomène soit observé à l'œil nu. Il suffit de chercher l'effet que peuvent produire, au point de concours P, les rayons de la lumière partis des intervalles transparents du réseau, qui se succèdent sur la demi-onde circulaire AP. FIG. 333.

D'abord ceux de ces intervalles qui sont assez voisins du pôle A, pour que les rayons vers P ne fassent pas un angle sensible avec PA, donneront une résultante qui différera peu de celle de la demi-onde circulaire complète; quant aux autres, leurs lumières se détruiraient complétement, si les sillons opaques n'existaient pas. En s'éloignant de A vers R, on doit trouver un lieu tel, que la largeur d'un intervalle transparent, ajoutée à l'épaisseur du sillon qui le suit, occupe une zone z, ayant à très-peu près pour hauteur la longueur d'ondulation l. La lumière envoyée par toute cette zone serait nulle, si toute sa surface éclairait le point P; mais le sillon opaque qu'elle contient, interceptant une partie de ses rayons, indispensables pour détruire l'effet des autres, le point de concours recevra de la lumière dans la direction PZ_1, ce doit être à peu près suivant cette direction que l'œil reçoit l'impression de la couleur homogène considérée, dans le spectre du premier ordre, situé à

droite de la bande brillante centrale. En continuant à marcher de Z_1 vers R, on doit trouver une suite de lieux où l'intervalle transparent et la largeur du sillon voisin occupent successivement des zones Z_2, Z_3, Z_4,...... dont les hauteurs soient à très-peu près $2l$, $3l$, $4l$,...; ces zones, qui produiraient des effets nuls au point P, si leurs surfaces totales l'éclairaient, lui fourniront au contraire de la lumière, à cause de l'opacité de plusieurs parties de ces surfaces. C'est à peu près suivant ces directions, PZ_2, PZ_3, PZ_4,... que l'œil recevra l'impression de la couleur choisie, dans les spectres du second ordre, du troisième, du quatrième.

Il faudrait avoir recours à l'analyse employée par Fresnel pour calculer les véritables directions de ces résultantes partielles, et les rapports de leurs intensités. Mais sans employer cette marche rigoureuse, l'explication qui précède suffit pour rendre compte des lois observées par Fraünhofer. Soient : a et b les deux extrémités
FIG. 334. de la zone Z_1; τ l'intervalle transparent; ω l'épaisseur du sillon; $ab = s = \tau + \omega$, la largeur de la zone Z_1; l'angle $APa = D_1$. Si l'on décrit du point P comme centre, et avec Pa pour rayon, un arc de cercle qui rencontre en h le rayon Pb, d'après la définition de la zone Z_1, on aura pour sa hauteur $bh = l$. L'angle $D_1 = APa = bah$, mesure la déviation de la couleur reçue suivant la direction Z_1P, et l'on a, dans le petit triangle bah, $\overline{bh} = \overline{ab}$ sin. bah; d'où l'on conclut, en substituant l'angle D_1 à son sinus, à cause de sa petitesse, $l = s D_1$; c'est-à-dire que la déviation d'une des couleurs du spectre du premier ordre, multipliée par la somme d'un intervalle transparent et de la largeur d'un sillon, doit donner la longueur d'ondulation de cette couleur. Ce produit doit donc rester constant d'un réseau à un autre, et fournit un moyen exact de déterminer la longueur d'ondulation l.

Il est facile de voir, par une construction analogue à la précédente, que la déviation D_n, correspondante à la zone éclairant Z_n dans le spectre du $n^{ème}$ ordre, doit être donnée par la formule $D_n = n\frac{l}{s}$; d'où l'on conclut que les déviations d'une même couleur, considérée dans les spectres successifs, doivent croître comme les nombres entiers 1, 2, 3, 4...... Enfin, il résulte de la même formule que les déviations de deux couleurs dans un même spectre doivent être entre elles comme leurs longueurs d'ondulation; tous les spectres doivent donc offrir le violet en dedans ou plus près du pôle A, et le rouge en dehors. Toutes les lois énoncées plus haut se trouvent ainsi démontrées.

En observant le phénomène dont il s'agit sur un grand nombre

de réseaux, qui différaient par les grandeurs et les rapports des largeurs τ et ω, Fraünhofer a souvent remarqué que, pour chacun d'eux, un ou plusieurs spectres étaient très-pâles, ou presque insensibles, l'ordre de ces spectres affaiblis variant d'un réseau à l'autre. La théorie rend encore parfaitement compte de cette circonstance : Si τ et ω sont entre eux à très-peu près comme deux nombres entiers n' et n'', la zone de l'ordre $n = n' + n''$ se partagera presque exactement en deux autres ayant pour hauteurs l'une $n'l$, l'autre $n''l$; la seconde de ces zones partielles sera interceptée; la première seule pourra éclairer le point de concours P, mais sa hauteur comprenant un nombre pair de demi-ondulations, les rayons qu'elle enverra se détruiront presque complétement, et le spectre correspondant devra manquer, ou être très-faible. Par exemple, si τ est la moitié ou le double de ω, c'est-à-dire le $\frac{1}{3}$ ou les $\frac{2}{3}$ de s, le spectre du troisième ordre doit manquer. Les mesures données par Fraünhofer, lorsqu'il signale l'affaiblissement d'un spectre d'un ordre déterminé, s'accordent complétement avec cette explication.

TRENTE-HUITIÈME LEÇON.

Rayons polarisés non interférents. — Définition de la lumière polarisée dans la théorie des ondes. Définition de la lumière naturelle. — Théorie de la double réfraction. — Surface courbe des ondes. — Propriétés optiques des cristaux à deux axes. — Phénomène de la réfraction conique. Axes de réfraction conique. — Axes optiques des cristaux. Phénomène produit par la lumière qui parcourt un axe optique.

Rayons polarisés non-interférents.

611. Le phénomène de la diffraction fournit des appareils très-commodes pour étudier l'interférence des rayons de lumière polarisés dans divers plans, et vérifier une découverte importante faite par MM. Arago et Fresnel. Ces physiciens ont constaté, par une multitude d'expériences, que deux rayons provenant d'une même source, ou de deux sources identiques, ne peuvent interférer lorsqu'ils sont polarisés suivant deux plans perpendiculaires entre eux. C'est-à-dire qu'alors la lumière de l'un s'ajoutant à celle de l'autre, produit toujours la même clarté, quelle que soit la différence des chemins parcourus par les deux lumières, ou ce qui est la même chose quelle que soit la différence des phases des deux rayons à leur point de concours. Nous ne citerons qu'une seule expérience, imaginée par M. Arago, qui met ce fait hors de doute.

On se procure une pile de lames de mica, suffisamment étroite, que l'on coupe en deux parties égales suivant un plan normal aux lames ; puis on dispose chacune de ces nouvelles piles derrière une des fentes de l'appareil indiqué au paragraphe 605, de telle manière que les plans des lames fassent un angle de 30°, angle de polarisation du mica, avec l'axe du faisceau venant de la source à la fente ; enfin, on fait tourner autour de cet axe l'une des piles, sans changer cet angle. Tant que les plans d'incidence des deux faisceaux sur les deux petites piles ne sont pas perpendiculaires entre eux, on ne cesse pas d'apercevoir sur l'écran le système des franges intérieures; mais sa vivacité diminue à mesure que l'angle de ces plans d'incidence approche de l'angle droit. Quand cette limite est atteinte, toutes les franges disparaissent complétement au

centre de la projection conique de l'intervalle, ou du moins l'on n'aperçoit plus que les franges plus larges et plus pâles qui bordent les images des deux fentes, comme si chacune de ces fentes existait seule. Or, les faisceaux lumineux qui traversent les deux petites piles, sont toujours totalement polarisés, perpendiculairement à leurs plans d'incidence; les plans de polarisation des deux faisceaux font donc un angle droit, lors de la position relative des deux piles qui détruit tout signe d'interférence.

On peut donc établir, comme une loi générale, que deux rayons polarisés à angle droit n'exercent aucune action l'un sur l'autre, dans les circonstances les plus favorables à la production des franges. MM. Arago et Fresnel ont vérifié cette loi par des expériences variées sur les rayons polarisés qui émergent des cristaux bi-réfringents. En partant de la même loi, Fresnel a démontré cette propriété importante, que les vibrations de l'éther, sur un rayon de lumière polarisé, s'exécutent suivant une même direction, parallèle à la surface des ondes. Voici cette démonstration.

612. Considérons deux rayons d'une même lumière homogène R et R′, provenant d'une même source, polarisés à angle droit, et assez peu inclinés l'un sur l'autre, à leur point de concours P, pour qu'on puisse les supposer parallèles. Quel que soit l'état vibratoire transmis par chacun de ces rayons, on peut toujours le décomposer en trois systèmes de vibrations orthogonales; nous prendrons pour les directions de ces composantes, celle commune aux deux rayons, et deux droites perpendiculaires à cette dernière direction, prises dans les deux plans de polarisation, et parallèles aux surfaces des ondes. Soient, pour le rayon R : c, b, a, les intensités des composantes; η, ψ, φ, leurs phases au point P; w, v, u, leurs vitesses de vibrations variables. On aura Définition des rayons polarisés dans la théorie des ondes.

$$w = c\sin.2\pi\left(\frac{t}{\tau}-\frac{\eta}{l}\right),\ v = b\sin.2\pi\left(\frac{t}{\tau}-\frac{\psi}{l}\right),\ u = a\sin.2\pi\left(\frac{t}{\tau}-\frac{\varphi}{l}\right);$$

τ représentant la durée d'une vibration, et l la longueur d'ondulation de la lumière homogène employée. On peut pareillement représenter par

$$w' = c'\sin.2\pi\left(\frac{t}{\tau}-\frac{\eta'}{l}\right),\ v' = b'\sin.2\pi\left(\frac{t}{\tau}-\frac{\psi'}{l}\right),$$
$$u' = a'\sin.2\pi\left(\frac{t}{\tau}-\frac{\varphi'}{l}\right),$$

les trois composantes, sur les mêmes axes, du mouvement vibra-

toire transmis en P par le rayon R'; c'^2, b'^2, a'^2, étant leurs intensités, η', ψ', et φ' leurs phases.

Parmi ces six composantes, w et w' sont sur la direction commune des deux rayons, v et v' dans le plan de polarisation de R, u et u' dans celui de R'. Il faut remarquer que ces rayons, appartenant à la même espèce de lumière, venant de la même source, et ne différant que par leurs plans de polarisation, deviendraient identiques, à leurs phases près, si l'on faisait tourner l'un d'eux autour de leur direction commune, de manière à ramener ces plans l'un sur l'autre. D'où il suit que, si la composante normale aux ondes est nulle pour l'un de ces rayons, elle le sera nécessairement pour l'autre; et que, si b ou a est nul pour R, il faudra que a' ou b' le soit pour R'.

Cela posé, d'après le paragraphe 578, les composantes W, V, U, du mouvement vibratoire résultant du concours des deux rayons au même point, seront données par les formules $W = w + w'$, $V = v + v'$, $U = u + u'$; leurs intensités C^2, B^2, A^2, par celles-ci:

$$C^2 = c^2 + c'^2 + 2cc' \cos. 2\pi \frac{\eta - \eta'}{l},$$

$$B^2 = b^2 + b'^2 + 2bb' \cos. 2\pi \frac{\psi - \psi'}{l},$$

$$A^2 = a^2 + a'^2 + 2aa' \cos. 2\pi \frac{\varphi - \varphi'}{l};$$

enfin l'intensité I^2 de la lumière totale sera $I^2 = C^2 + B^2 + A^2$. Or, puisque les rayons R et R', polarisés à angle droit, donnent toujours la même clarté, quelle que soit leur différence de marche au point P, il faut que I^2 soit constant, quelles que soient les différences $\eta - \eta'$, $\psi - \psi'$, $\varphi - \varphi'$; ce qui exige que l'on ait à la fois $cc' = 0$, $bb' = 0$, $aa' = 0$.

Ainsi l'on a $c = 0$, d'où $c' = 0$; mais lorsque la composante w est nulle pour le rayon R, w' doit l'être pour R'; on a donc à la fois $c = 0$ et $c' = 0$. C'est-à-dire que sur tout rayon polarisé les vibrations s'exécutent parallèlement à la surface des ondes. De plus, pour que l'équation $bb' = 0$ soit satisfaite, il faut que $b = 0$ ou $b' = 0$; or si $b = 0$, on a nécessairement $a' = 0$, et si $b' = 0$ il s'ensuit que a est nul. On doit conclure de là que les vibrations de l'éther, pour toute lumière polarisée, s'exécutent sur la surface des ondes ou parallèlement, ou perpendiculairement au plan de polarisation. Il faut avoir recours à d'autres phénomènes pour décider entre ces deux directions quelle est la véritable.

L'explication que Fresnel a donnée de tous les faits de la double réfraction démontre que, dans un milieu dont l'élasticité n'est pas constante autour d'un même point, la vitesse de propagation d'un rayon polarisé varie avec la direction du mouvement oscillatoire des molécules de l'éther, relativement aux axes d'élasticité. Il suit de là que dans les cristaux à un axe, pour lesquels deux des trois axes d'élasticité sont égaux, un rayon polarisé de telle manière que les vibrations de l'éther soient normales à la section principale, doit avoir la même vitesse de propagation, dans toutes les directions autour de l'axe d'élasticité ou de double réfraction contenu dans cette section; la constance de cette vitesse entraîne celle de l'indice de réfraction pour la même espèce de lumière, et par suite la vérification de la loi de Descartes sur le rayon dont il s'agit.

Au contraire pour un faisceau polarisé de telle manière que les oscillations de l'éther s'exécutent dans le plan de la section principale, ayant conséquemment une composante parallèle à l'axe d'élasticité, laquelle change de grandeur avec l'angle compris entre cet axe et la normale à l'onde, l'élasticité développée, et par suite la vitesse de propagation, doivent varier avec cet angle; d'où résulte la non-vérification de la loi des sinus. Or, de ces deux faisceaux de lumière polarisés à angle droit, le premier est nécessairement le rayon ordinaire, et puisqu'il est dit polarisé suivant le plan de la section principale, on doit conclure de ce rapprochement que les oscillations de l'éther, dans un rayon de lumière polarisée, ont lieu sur la surface de l'onde normalement au plan de polarisation.

613. Lorsqu'un faisceau de lumière naturelle, ou n'ayant subi, par la réfraction ou la réflexion, aucune polarisation totale ou partielle, tombe normalement sur un cristal bi-réfringent à faces parallèles, les deux faisceaux émergents ont chacun une intensité égale à la moitié de celle de la lumière incidente; en sorte que leurs lumières réunies reproduisent l'intensité primitive; ou du moins la très-petite perte que l'on constate est suffisamment expliquée par les portions de lumière réfléchies, à la première et à la seconde surface du cristal. Ainsi l'on doit admettre qu'un rayon de lumière naturelle, d'intensité 1, se décompose sans résidu en deux rayons polarisés à angle droit et d'intensités $\frac{1}{2}$.

Définition de la lumière naturelle dans la théorie des ondes.

Il suit de là que la trajectoire décrite par une molécule de l'éther, sur un rayon de lumière naturelle, est située sur la surface de l'onde; puisque s'il existait une composante du mouvement vibratoire sur la normale à cette surface, on devrait en retrouver la trace dans les phénomènes produits par les deux seuls rayons pola-

risés à angle droit, qui se partagent toute la lumière incidente; tandis que le fait de leur non-interférence prouve que cette composante y est toujours nulle. Les conséquences nombreuses, déduites de cette conclusion érigée en principe, sont toutes vérifiées par l'expérience, comme nous le verrons dans cette leçon et la suivante. Ainsi il ne peut plus rester de doute sur la nature des vibrations lumineuses : elles appartiennent réellement au genre de vibrations transversales que nous avons suffisamment défini au paragraphe 572.

Théorie de la double réfraction.

614. C'est ce caractère fondamental des vibrations lumineuses qui a fait découvrir à Fresnel la véritable théorie des phénomènes de la double réfraction. Nous allons exposer les principes et les résultats de cette théorie, à qui l'on doit, non-seulement l'explication de toutes les lois primitivement trouvées par l'observation, mais encore la découverte de plusieurs faits nouveaux. Fresnel admet que, dans un cristal bi-réfringent, l'éther répandu entre ses particules pondérables a une densité constante, mais une élasticité variable; il ne considère que le cas où cette élasticité change de la même manière d'une direction à l'autre dans toute l'étendue du cristal. Cette hypothèse et cette restriction se présentent naturellement, quand on réfléchit aux propriétés mécaniques des substances cristallisées, et au phénomène de double réfraction que présente le verre comprimé (§ 558).

Axes d'élasticité et vitesses principales.

615. Concevons qu'une molécule d'éther soit écartée de sa position d'équilibre, dans une direction quelconque, d'une quantité ζ très-petite par rapport aux intervalles moléculaires. Les actions que cette molécule exerçait sur le fluide environnant, et qui dépendent nécessairement de la distance, seront troublées par ce déplacement; les molécules voisines seront donc sollicitées à se mouvoir; leur mouvement occasionnera celui des molécules plus éloignées; et l'ébranlement se communiquera ainsi de proche en proche. Pour que la direction du premier déplacement soit conservée, lors de cette propagation, en tout sens autour du centre d'ébranlement, il faut que la force élastique mise en jeu ait précisément la même direction. On démontre, en partant des principes de la mécanique rationnelle, que cette relation entre le déplacement et la force développée ne peut exister, en général, que suivant trois directions perpendiculaires entre elles, auxquelles on peut donner le nom d'axes d'élasticité, et qui restent les mêmes dans toute l'étendue du milieu, d'après la définition adoptée.

Les forces élastiques correspondantes à ces trois axes principaux sont en général inégales; elles sont proportionnelles aux carrés des

vitesses de propagation des mouvements qui les font naître, chacune de ces vitesses étant prise perpendiculairement à la direction même du déplacement, puisqu'il ne s'agit ici que des vibrations lumineuses. D'après cela, soient : OX, OY, OZ, les directions orthogonales des trois axes d'élasticité, en un point O du milieu cristallisé ; a la vitesse avec laquelle se propage dans le plan YOZ un mouvement de la molécule O suivant OX ; b la vitesse de propagation dans le plan ZOX d'un déplacement dirigé suivant OY ; enfin, c la vitesse avec laquelle se propage dans le plan XOY le mouvement de O sur OZ. Les forces élastiques mises en jeu par ces déplacements ront respectivement égales à $\mu\zeta a^2$, $\mu\zeta b^2$, $\mu\zeta c^2$; μ étant un coeffient constant, et ζ l'écart primitif de la molécule O, supposé le ême sur les trois axes. On peut admettre, sans détruire la génélité des conséquences qui vont suivre, que, des trois vitesses prinpales, a soit la plus grande, c la plus petite, et que b soit comprise tre les deux autres. D'après cette convention, on peut dire que xe OX est celui de plus grande élasticité, OY l'axe moyen, et que Z est celui de plus petite élasticité. Fig. 335.

Propagation du déplacement d'une molécule.

616. Lorsque l'écart ζ a lieu suivant une direction OE, faisant s angles α, β, γ, avec les trois axes d'élasticité, on démontre que force élastique développée est la résultante des trois forces que raient naître les déplacements ζ cos. α, ζ cos. β, ζ cos. γ, dirigés ivant les axes. Si donc R représente cette force, et X, Y, Z, ses ois angles de direction, on aura

$$\text{R cos. X} = \mu\zeta a^2 \cos.\alpha,\ \text{R cos. Y} = \mu\zeta b^2 \cos.\beta,\ \text{R cos. Z} = \mu\zeta c^2 \cos.\gamma,$$

'où

$$\text{R} = \mu\zeta \sqrt{a^4 \cos.^2 \alpha + b^4 \cos.^2 \beta + c^4 \cos.^2 \gamma},$$

ou simplement $\text{R} = \mu\zeta r^2$, en représentant le radical par r^2. Ainsi la force R et l'écart correspondant ζ ont en général des directions différentes, qui font entre elles un angle ε dont le cosinus est

$$\cos.\varepsilon = \frac{a^2 \cos.^2 \alpha + b^2 \cos.^2 \beta + c^2 \cos.^2 \gamma}{r^2}.$$

Décomposons la force R en deux autres forces, l'une R cos. ε dirigée suivant le déplacement ζ, et l'autre R sin. ε normale à cette ligne. Le mouvement se propagera en tout sens autour de OE, mais la direction de l'écart primitif ne sera conservée que pour un seul sens de propagation, celui OS parallèle à la composante R sin. $\varepsilon = \text{R}'$, qui tendant au rapprochement des couches du

fluide n'aura aucune influence sur les vibrations transversales. Les vibrations que la molécule O exécutera suivant OE, se propageront donc suivant OS, en conservant leur direction, avec une vitesse W liée à la force R cos. ε par l'équation R cos. $\varepsilon = \mu\zeta$ W^2, qui donne

$$W = \sqrt{a^2 \cos.^2 \alpha + b^2 \cos.^2 \beta + c^2 \cos.^2 \gamma}.$$

Il n'en est pas de même de la propagation du mouvement suivant toute autre direction OS', faisant un angle σ avec OS; car la force R' se décompose alors en deux autres, l'une R' cos. σ qui n'a pas d'influence sur le mouvement transmis, mais l'autre R' sin. σ qui change nécessairement sa direction à mesure qu'il se propage.

Propagation des ondes planes dans les cristaux bi-réfringents.

617. Concevons que toutes les molécules du fluide éthéré situées sur un plan P, passant par le point O, soient à la fois écartées de leurs positions d'équilibre, de la même quantité ζ, et parallèlement à la même direction; ce sera comme si ce plan glissait tout d'une pièce. Mais le mouvement qui résultera de ce glissement, dans la masse fluide, sera différent suivant la position du plan mobile relativement aux axes d'élasticité. Si ce plan est perpendiculaire à l'un de ces axes, à OX par exemple, et si le glissement a lieu parallèlement à l'un des deux autres axes, OY ou OZ, les forces élastiques développées resteront parallèles à OY ou à OZ, et le mouvement se propagera suivant OX, en conservant sa direction, avec la vitesse b ou c. Il suit évidemment de là que des ondes lumineuses planes, normales à l'un des trois axes d'élasticité, et polarisées suivant un plan perpendiculaire à l'un des deux autres axes, se propageront sans se décomposer, en conservant leur plan de polarisation, et avec la vitesse qui leur correspond.

Si le plan mobile étant toujours perpendiculaire à OX, le glissement a lieu dans le plan YOZ, suivant une direction OG qui fasse un angle i avec OZ, le mouvement qui s'ensuivra sera la résultante de deux mouvements partiels, l'un dû au glissement ζ cos. i parallèle à OZ, l'autre au glissement ζ sin. i parallèle à OY. Ainsi une onde plane lumineuse normale à l'un des axes d'élasticité, mais polarisée suivant un plan qui n'est perpendiculaire à aucun des deux axes, doit se décomposer en deux systèmes d'ondes, polarisées à angle droit, et qui se propagent avec des vitesses différentes suivant la même direction.

Vitesses de propagation des ondes planes. FIG. 336.

618. Considérons enfin le cas général où le plan glissant P est situé d'une manière quelconque par rapport aux axes d'élasticité. Soient m, n, p, les angles de direction de sa normale ON, et tou-

jours α, β, γ, ceux correspondants à la ligne OE parallèle au déplacement ζ de ce plan. Si la force élastique développée R, faisant un angle ε avec OE, est située dans le plan NOE, la direction du mouvement sera conservée lors de la propagation, la composante R cos. ε sera seule efficace, et celle R sin. ε tendant au rapprochement des couches de l'éther, n'aura pas d'influence sur le mouvement transmis. On démontre que sur un même plan P il n'y a que deux directions du glissement primitif, normales entre elles, pour lesquelles la condition précédente se trouve satisfaite; soient OE′, OE″, ces deux directions. Il suit de là qu'une onde plane lumineuse à P et polarisée suivant un plan normal à OE′ ou OE″, doit se propager suivant ON, avec une vitesse constante W, en conservant son plan de polarisation. Cette vitesse de propagation W diffère d'un cas à l'autre; on trouve qu'elle est liée aux angles m, n, p, par l'équation :

$$(1)\ (w^2 - b^2)(w^2 - c^2)\cos.^2 m + (w^2 - c^2)(w^2 - a^2)\cos.^2 n + (w^2 - a^2)(w^2 - b^2)\cos.^2 p = 0,$$

qui donne les deux valeurs de w^2 correspondantes à ces deux cas.

Si le déplacement ζ du plan P a lieu parallèlement à une direction quelconque OE, faisant un angle i avec OE′, le mouvement résultant peut être décomposé en deux autres, l'un dû au glissement ζ cos. i parallèle à OE′, l'autre au glissement ζ sin. i parallèle à OE″. Ainsi une onde plane lumineuse P donne lieu en général à deux systèmes d'ondes planes polarisées à angle droit suivant des plans perpendiculaires à OE′ et OE″, et qui se propagent avec les deux vitesses différentes données par l'équation (1), suivant la même direction ON.

619. Imaginons maintenant que l'éther en O soit agité à la fois dans toutes les directions possibles, et proposons-nous de trouver le lieu géométrique de tous ces ébranlements simultanés, au bout de l'unité de temps; ce lieu sera la surface des ondes lumineuses dans le milieu bi-réfringent. Il est évident que toute onde plane passant actuellement en O, et se propageant suivant une vitesse constante, doit être tangente à la surface cherchée au bout de l'unité de temps. Soient m, n, p, les angles de direction de la normale à cette onde plane et w sa vitesse de propagation; elle occupera, à cette époque, une position représentée par l'équation : Surface de l'onde dans les cristaux bi-réfringents.

$$(2)\ x \cos. m + y \cos. z + \zeta \cos. p = w;$$

w satisfaisant à l'équation (1), et x, y, z, représentant les coordonnées d'un point quelconque du plan de l'onde. La surface

cherchée sera celle enveloppée par tous les plans compris dans l'équation (2), en y faisant varier cos. m, cos. n, cos. p, et w, de telle manière que ces variables vérifient toujours l'équation (1), et la relation connue $\cos.^2 m + \cos.^2 n + \cos.^2 p = 1$.

Soit posé :

$$\cos. l = \frac{x'w}{bc},\ \cos. m = \frac{y'w}{ca},\ \cos. n \frac{z'w}{ab},$$

d'où

$$w = abc : \sqrt{a^2x'^2 + b^2y'^2 + c^2z'^2};$$

l'équation (2) devient

$$(3)\quad ax'x + by'y + czz' = abc,$$

et la formule (1) prend la forme

$$(4)\quad (x'^2 + y'^2 + z'^2)\cdot(a^2x'^2 + b^2y'^2 + c^2z'^2) - (b^2 + c^2)\, a^2x'^2 - (c^2 + a^2)\, b^2y'^2 - (a^2 + b^2)\, c^2z'^2 + a^2b^2c^2 = 0.$$

Le problème se réduit alors à trouver la surface dont le plan tangent est donné par l'équation (3), x', y', et z', étant les coordonnées d'un point M' faisant partie du lieu géométrique représenté par l'équation (4). Or des calculs, qui ne peuvent trouver place ici, démontrent que tout plan (3), satisfaisant à cette condition, est toujours tangent au lieu géométrique (4) lui-même, en un certain point autre que M'; on aura donc la surface cherchée, en substituant x, y, z, à x', y', z', dans l'équation (4).

Construction générale donnant les rayons réfractés.

620. Avant de discuter cette équation, il importe d'indiquer l'utilité de la surface qu'elle représente, pour assigner les lois que suit la lumière en se réfractant dans une substance diaphane cristallisée. Nous admettrons pour cela que la direction des axes d'élasticité du milieu soient connues, et que les vitesses principales a, b, c, aient été déterminées en nombre, en prenant pour l'unité la vitesse de propagation dans le vide de l'espèce de lumière considérée; enfin nous supposerons que la surface (4) puisse être construite, ou simplement qu'il soit possible de déterminer, par des procédés graphiques, ceux de ses plans tangents qui passent par une ligne donnée. Soient AB une face plane quelconque du cristal; et LI un faisceau de lumière naturelle, de couleur homogène, tombant obliquement dans le plan d'incidence LIA sur la surface AB. Le mouvement de l'éther apporté par le faisceau incident LI, qui existe actuellement en I, se trouvera transmis au bout de l'unité de temps en un certain point R du milieu cristallisé; si ce point R

Fig. 337.

était connu de position, la droite IR donnerait évidemment la direction du faisceau lumineux réfracté.

Pour déterminer ce point R, il faut remarquer que le mouvement de l'éther en I fait partie d'une onde plane IP, perpendiculaire au rayon incident IL, et que conséquemment le mouvement de l'éther en R doit se trouver sur cette même onde plane, lorsqu'après s'être réfractée en partie, elle s'est propagée pendant un temps égal à l'unité. Si dans l'angle PIA on inscrit une ligne TI, parallèle à IL, et égale à l'unité de longueur, il est évident que la droite menée par le point T normalement au plan AIL doit se trouver sur l'onde plane réfractée qu'il s'agit de déterminer. Mais toutes les ondes planes passant actuellement en I doivent se trouver, après l'unité de temps, tangentes à la surface représentée par l'équation (4), en prenant pour origine le point I, et pour axes coordonnés ceux d'élasticité dont les directions sont supposées connues. Le point R cherché se trouvera donc sur le plan tangent à cette surface, mené par le point T normalement au plan d'incidence. Et il est facile de voir que R est le point de tangence même : car le mouvement de l'éther, en I, fait partie du mouvement le plus général possible, qui se propagerait dans le milieu cristallisé, autour de ce point I considéré comme centre d'ébranlement, en ondes ayant la forme de la surface (4); le point R doit donc se trouver sur celle de ces ondes qui possède les mouvements de I au bout de l'unité de temps.

Ainsi, ayant mené par le point I trois droites orthogonales parallèles aux axes d'élasticité du milieu, et construisant les lignes et les points qui puissent suffire pour déterminer la surface de l'onde (4), on mènera, par la normale en T au plan d'incidence, autant de plans tangents qu'il sera possible à cette surface, et les droites qui joindront leurs points de contact au point I donneront autant de rayons réfractés correspondants au faisceau incident LI. Le degré de l'équation (4) indique que par une droite donnée on peut mener en général quatre plans tangents à la surface qu'elle représente; mais dans la position actuelle de cette surface, deux de ces plans iraient la toucher au-dessus de AB, et sont évidemment étrangers à la question. La construction précédente donne donc en général deux rayons réfractés IR′, IR″, pour un seul rayon incident IL.

Direction des vibrations propagées sur chaque rayon.

621. Le mouvement de l'éther, propagé par chacun de ces rayons, a nécessairement lieu suivant une direction constante ; car toute onde plane qui se propage d'un mouvement uniforme, dans

un milieu cristallisé ayant trois axes d'élasticité inégaux, est totalement polarisée ; et chaque molécule d'éther, située sur la surface de l'onde que représente l'équation (4), exécute ses vibrations suivant une direction unique qui varie d'un point à l'autre. On démontre que la direction du mouvement vibratoire, en un point de la surface de l'onde, est celle de la projection du rayon vecteur sur le plan tangent en ce point. D'après cela, si après avoir exécuté la construction précédente, on détermine les traces TS', TS'', sur le plan d'incidence, des plans tangents R'S'T, R''S''T, et qu'on abaisse les perpendiculaires IP', IP'', sur ces traces, les droites R'P' et R''P'' donneront les directions des mouvements vibratoires respectivement transmis par les rayons réfractés IR' et IR''. Ainsi tout faisceau de lumière naturelle, en pénétrant dans un milieu cristallisé homogène, mais d'élasticité variable, doit s'y réfracter en deux faisceaux totalement polarisés suivant des plans différents.

Les exceptions que comportent ces lois générales sont indiquées par la théorie, et vérifiées par l'observation. Il importe de ne pas confondre, dans les milieux bi-réfringents, la vitesse de propagation de l'onde plane, avec celle du rayon lumineux sensible qui aboutit au point où cette onde plane touche la surface courbe des ondes. Dans la construction que nous venons de décrire, IR' et IR'' sont précisément les vitesses des deux rayons réfractés, mais celles des ondes planes correspondantes sont IP' et IP'', TP = 1 représentant la vitesse du rayon incident. Il suit de là que dans les cristaux le mouvement vibratoire de l'éther, transmis par un rayon lumineux, est en général incliné sur la direction de ce rayon, et non toujours normal comme dans les milieux d'élasticité constante. Dans ce dernier cas, qui comprend les cristaux dont la forme primitive est un polyèdre régulier, et tous les corps diaphanes homogènes non cristallisés, les vitesses principales a, b c, sont égales entre elles, la surface des ondes devient alors sphérique, toutes les ondes planes se propagent avec la même vitesse, et les rayons lumineux se confondent avec les normales aux ondes.

Cas des cristaux à un axe.

622. Lorsque deux des trois vitesses principales sont égales, $c=b$ parexemple, ou lorsque deux des trois axes d'élasticité sont identiques, l'équation (4), dont le premier membre devient décomposable en deux facteurs, prend la forme suivante:

$$(x^2+y^2+z^2-b^2)\left[a^2x^2+b^2(y^2+z^2)-a^2b^2\right]=0\,;$$

la surface des ondes est donc l'ensemble d'une sphère de rayon b, et d'un ellipsoïde de révolution. C'est le cas des cristaux bi-réfrin-

gents à un seul axe, tels que le spath d'Islande et le quartz. L'axe de double réfraction est celui pour lequel la force élastique principale diffère de la grandeur commune aux deux autres. La construction générale est alors identiquement la même que celle d'Huyghens ; or comme on l'a vu (§ 557), cette dernière résume toutes les propriétés optiques des cristaux à un axe; l'identité de ces deux constructions, dans le cas actuel, peut donc être regardée comme une vérification de la théorie de Fresnel. b est la vitesse constante de tout rayon ordinaire, et de toutes les ondes planes qui sont polarisées suivant des plans passant par l'axe de double réfraction, ou par l'axe de révolution de l'ellipsoïde, et qui sont toutes tangentes à la sphère de rayon b; a est la vitesse des ondes planes polarisées suivant un plan perpendiculaire à l'axe de double réfraction; $\frac{1}{b}$ et $\frac{1}{a}$ sont les indices des réfractions ordinaire et extraordinaire, etc.

623. Les lois optiques des cristaux à deux axes sont pareillement des conséquences nécessaires de la théorie de Fresnel. Les formules et les constructions précédentes conservent alors toute leur généralité ; c'est-à-dire que les vitesses principales a, b, c, sont toutes inégales. Pour découvrir ces lois, il suffit de chercher la forme et les points singuliers de la surface de l'onde. L'équation de cette surface étant *Cristaux à deux axes.*

$$(5)\ (x^2+y^2+z^2)\,(a^2x^2+b^2y^2+c^2z^2)-(b^2+c^2)\,a^2x^2 \\ -(c^2+a^2)\,b^2y^2-(a^2+b^2)\,c^2z^2+a^2b^2c^2=0,$$

ses trois sections principales, ou ses traces sur les plans coordonnés sont représentées par les groupes suivants :

$$x=0,\ (y^2+z^2-a^2)\,(b^2y^2+c^2z^2-b^2c^2)=0;$$
$$y=0,\ (z^2+x^2-b^2)\,(c^2z^2+a^2x^2-c^2a^2)=0;$$
$$z=0,\ (x^2+y^2-c^2)\,(a^2x^2+b^2y^2-a^2b^2)=0.$$

Chacune de ces traces est l'ensemble d'un cercle et d'une ellipse. D'après le rapport de grandeur établi entre a, b, c, pour la première trace, le cercle est totalement extérieur à l'ellipse ; pour la troisième c'est au contraire l'ellipse qui enveloppe le cercle sans le toucher ; mais pour la seconde les deux courbes se coupent. Cette dernière section qui est perpendiculaire à l'axe de moyenne élasticité est la plus importante. Il résulte de la forme de ces sections FIG. 338.

principales, et de la construction générale décrite plus haut, qu'un faisceau de lumiere, tombant sur une face du cristal dans un plan d'incidence parallèle à l'une de ces sections, doit donner à la réfraction deux rayons qui se trouvent aussi dans le plan d'incidence, mais desquels l'un suit la loi de Descartes et l'autre une loi plus compliquée. C'est en effet ce que l'expérience vérifie.

Mesure des trois indices principaux.

624. Si donc on parvient à tailler dans la même substance, trois prismes dont les arêtes soient respectivement parallèles aux trois axes d'élasticité, et que l'on mesure, pour chacun de ces prismes, l'indice de réfraction correspondant à celui des rayons réfractés qui suit complétement la loi de Descartes, pour un plan d'incidence perpendiculaire aux arêtes de ce prisme, les trois nombres obtenus donneront les valeurs des fractions $\frac{1}{a}$, $\frac{1}{b}$, $\frac{1}{c}$, et par suite a, b, c. La difficulté de ce moyen de mesure consiste dans la détermination préalable des axes d'élasticité; mais les propriétés optiques que nous énoncerons par la suite, et les formes cristallines habituelles de la substance qu'on se propose d'étudier, fournissent des indices certains qui facilitent cette détermination en diminuant les tâtonnements qu'elle exige.

Ce procédé a été appliqué par M. Rudberg, à l'arragonite et à la topaze incolore. Ce physicien a mesuré les trois indices de réfraction correspondants à ces substances, pour les sept raies principales du spectre, ou les couleurs qui les avoisinent. Voici le résultat de ses observations.

ARRAGONITE.			
Raie.	$\frac{1}{a}$	$\frac{1}{b}$	$\frac{1}{c}$
B	1,52749	1,67631	1,68061
C	1,52820	1,67779	1,68203
D	1,53013	1,68157	1,68589
E	1,53264	1,68634	1,69084
F	1,53479	1,69053	1,69515
G	1,53882	1,69836	1,70318
H	1,54226	1,70509	1,71011

TOPAZE INCOLORE.			
Raie	$\frac{1}{a}$	$\frac{1}{b}$	$\frac{1}{c}$
B	1,60840	1,61049	1,61791
C	1,60935	1,61144	1,61880
D	1,61161	1,61375	1,62109
E	1,16462	1,61668	1,62408
F	1,61701	1,61914	1,62652
G	1,62154	1,62365	1,63123
H	1,62539	1,62745	1,63506

Cas de l'incidence normale.

625. Lorsque le faisceau incident tombe normalement sur une face du cristal bi-réfringent, taillée parallèlement à deux des axes d'élasticité, la construction générale et la forme connue des sections principales de la surface des ondes indiquent que les deux rayons réfractés correspondants ont pour direction commune la normale à la face du cristal, ou qu'ils sont situés tous les deux sur le prolongement du faisceau incident. Mais ils diffèrent alors, non-seulement par leurs plans de polarisation qui forment un angle droit, mais encore par leurs vitesses qui sont très-différentes. Si le rayon incident normal est parallèle à l'axe OX, ou OY, ou OZ, ces vitesses sont b et c, ou c et a, ou a et b. Dans chacun de ces trois cas les vitesses des deux rayons réfractés sont identiques avec celles des ondes planes correspondantes.

Si la face du cristal sur laquelle la lumière tombe sous l'incidence normale, n'est perpendiculaire à aucun des trois axes d'élasticité, les ondes planes réfractées restent encore parallèles à cette face; mais les rayons réfractés s'éloignent tous les deux de la normale, dans des directions différentes. Pour ce cas de l'incidence normale, la construction générale se réduit à la suivante. Par le point I où le faisceau incident rencontre la face du cristal, on mène trois droites parallèles aux axes d'élasticité; on construit sur ces axes la surface des ondes (5); puis on mène à cette surface des plans tangents parallèles à la face du cristal; les droites qui joignent leurs points de contact avec le point I, donnent les directions et les vitesses d'autant de rayons réfractés. En général cette construction donne deux plans tangents, et par suite deux rayons réfractés.

Phénomène de la réfraction conique.

626. Mais il existe deux directions particulières de la face d'incidence, pour chacune desquelles on ne trouve qu'un seul plan parallèle, tangent à la surface de l'onde, mais en même temps un nombre infini de points de contact, et par suite, une infinité de rayons réfractés. Cette circonstance, signalée par M. Hamilton, comme une conséquence nécessaire de l'équation de la surface de l'onde trouvée par Fresnel, conduit à des propriétés optiques singulières, dont M. Lloyd a constaté la réalité. La section de la surface de l'onde perpendiculaire à l'axe de moyenne élasticité se compose, comme on l'a vu plus haut, d'un cercle et d'une ellipse concentriques, mais qui se coupent en quatre points. Il suit de là qu'on peut mener quatre tangentes communes à ces deux courbes, qui étant parallèles deux à deux, forment un parallélogramme. Un plan P perpendiculaire à la section principale dont il s'agit, et passant par une de ces tangentes communes MN, touche nécessairement la surface de l'onde aux deux points de contact E et C de cette tangente; or l'analyse démontre que ce plan touche encore la même surface en une infinité d'autres points, tous situés sur un cercle dont le diamètre est EC, et dont le plan est parallèle à l'axe moyen d'élasticité ; ces points sont tous inégalement distants de l'origine ou du centre de l'onde.

Fig. 339.

Si la théorie de Fresnel est exacte, ou si la construction qui s'en déduit est applicable en toute circonstance, voici ce qui doit arriver : Le cristal étant taillé de manière à présenter deux faces parallèles au plan P, lorsqu'on fera tomber un rayon lumineux normalement à l'une des faces, il devra donner à la réfraction une infinité de rayons situés sur la surface d'un cône oblique, et ayant tous des vitesses et des plans de polarisation différents. A l'émergence ces rayons reprendront des directions parallèles, et formeront un tube cylindrique lumineux; en sorte que le faisceau émergent devra projeter une image annulaire sur un écran perpendiculaire à sa direction, et dont la grandeur ne variera pas avec la distance à l'écran. Ces conséquences ont été complétement vérifiées par M. Lloyd.

Axes de réfraction conique.

627. Les tangentes communes MN, M'N', étant parallèles entre elles, ainsi que les deux autres MN' et M'N, il n'existe que deux directions du plan P, qui puissent produire le phénomène décrit. Les normales à ces plans, ou les directions des rayons normaux incidents qui donnent un tube conique lumineux à la réfraction, sont deux lignes remarquables dans un cristal ayant trois axes d'élasticité distincts; nous les désignerons sous le nom d'*axes de ré-*

fraction conique. Ils sont tous les deux situés dans la section principale de la surface de l'onde, et font avec l'axe de plus grande élasticité, de part et d'autre de cet axe, un même angle, moitié de celui qu'ils comprennent, et dont la tangente est $\frac{\sqrt{b^2 - c^2}}{\sqrt{a^2 - b^2}}$. Leur position est donc facile à trouver lorsqu'on connaît les directions des axes d'élasticité, et les nombres a, b, c.

Il n'est pas indispensable que la face du cristal soit normale à l'un de ces axes pour produire le phénomène de la réfraction conique. Il suffit, par exemple, que cette face soit parallèle à l'axe de moyenne élasticité; si sa position est d'ailleurs connue par rap-port aux deux autres axes, il sera facile de calculer l'angle sous lequel il faut recevoir la lumière, dans le plan perpendiculaire à l'axe moyen, pour que l'onde plane réfractée soit une de celles qui touchent la surface courbe de l'onde suivant toute l'étendue d'un petit cercle. Le faisceau incident, disposé de cette manière, se réfractera en tube conique dans l'intérieur du cristal, et donnera un tube cylindrique lumineux à l'émergence. C'est par ce procédé que M. Lloyd a constaté le phénomène dont il s'agit.

628. Considérons encore le cas général où la face du cristal, sur laquelle on reçoit un rayon incident normal, n'est perpendiculaire à aucun des deux axes de réfraction conique. Il y a alors deux ondes planes réfractées, parallèles à la face du cristal et ayant des vitesses différentes w_1, w_2, dont l'analyse donne les valeurs. Si l'on désigne par η et η', les angles que fait avec les deux axes de réfraction conique la normale à la face d'incidence, on trouve **Vitesses des ondes planes réfractées sous l'incidence normale.**

$$2w^2 = (a^2 + c\ ) - (a^2 - c\ ) \cos.(\eta - \eta'),$$
$$2w_2^2 = (a^2 + c^2) - (a^2 - c^2) \cos.(\eta + \eta').$$

D'où l'on conclut cette relation très-simple $w_2^2 - w_1^2 = (a^2 - c^2) \sin.\eta \sin.\eta'$. C'est-à-dire que la différence des carrés des vitesses des deux ondes planes réfractées, est toujours proportionnelle au produit des sinus des angles que le faisceau incident normal fait avec les deux axes de réfraction conique.

629. Cette loi remarquable, et les valeurs séparées de w_1, et w_2, peuvent être vérifiées par un procédé dont Fresnel s'est souvent servi, dans toutes ses recherches sur la double réfraction. L'appareil principal est celui qui sert à produire le phénomène de la diffraction dans le cas de deux fentes très-étroites; il convient de placer entre la lame opaque et le foyer lumineux un verre coloré qui ne laisse arriver aux fentes qu'une lumière sensiblement homogène; **Mesure des vitesses des ondes planes.**

le système de franges, projeté dans l'ombre de l'intervalle des fentes, est observé au moyen d'une loupe fixe, et la largeur sensiblement constante d'une de ces franges doit avoir été mesurée avec soin à l'aide du micromètre de Fresnel; la bande brillante centrale est en quelque sorte l'index de l'instrument. Le cristal bi-réfringent qu'on se propose d'étudier doit présenter deux faces parallèles, soit naturelles, soit taillées; on le place sur la lame opaque et du côté de la source, de manière à ne masquer qu'une des fentes de l'appareil; quant à l'autre fente, on la recouvre, s'il est nécessaire, d'une lame de verre à glace d'épaisseur convenable.

Dans ces circonstances la lumière qui tombe perpendiculairement sur le cristal, s'y réfracte en faisceaux inclinés sur la normale, mais qui émergent parallèlement à la première direction pour venir éclairer la première fente; c'est alors comme si ces faisceaux n'avaient pas subi de déviation dans l'intérieur du cristal; en sorte que les retards qu'ils y auront éprouvés, et qui doivent être indiqués par les déplacements de l'index, seront ceux des deux ondes planes parallèles aux faces du cristal. Quant à la lumière qui éclaire la seconde fente, elle a éprouvé dans la lame de verre un retard que l'on déduit facilement, par le calcul, de l'épaisseur et du pouvoir réfringent connu de cette lame. On remarque alors, au foyer de la loupe fixe, deux systèmes de franges dus à l'interférence de la lumière qui a traversé le verre, et des deux lumières de phases différentes venant du cristal.

L'observation se réduit à mesurer au micromètre les écarts des bandes centrales dans ces deux systèmes de franges, relativement à la bande centrale du système unique, qui existe quand les deux fentes sont découvertes. Les nombres de largeurs de franges contenues dans ces écarts, donnent les différences des nombres de longueurs d'ondulation que les ondes planes correspondantes ont parcourues dans le verre et dans le cristal. L'épaisseur et le pouvoir réfringent de la lame de verre étant connus, l'épaisseur du cristal ayant été mesurée, il est facile de conclure de ces différences les rapports des vitesses des deux ondes planes dans le milieu biréfringent, à la vitesse de la lumière employée dans le verre, et par suite les rapports w_1, w_2, de ces vitesses, à celle de la même espèce de lumière dans le vide. Enfin les grandeurs des vitesses principales a et c, les positions des axes d'élasticité du cristal par rapport à ses faces, et par suite les directions des axes de réfraction conique, ayant été déterminées d'avance, on a tous les éléments nécessaires pour éprouver l'exactitude des formules du paragraphe

précédent. Les nombreuses vérifications de cette nature, que Fresnel a entreprises, ont toutes réussi; ainsi les vitesses des ondes planes lumineuses, dans les milieux bi-réfringents, suivent réellement les lois indiquées par la théorie.

Vitesses des rayons lumineux.

630. Les lois dont il s'agit ne se rapportent qu'aux vitesses de deux ondes planes parallèles et différentes, dans l'intérieur d'un cristal bi-réfringent. Il existe des relations analogues entre les vitesses des deux rayons lumineux qui ont une direction commune, dans le même milieu. Soient α, β, γ, les cosinus des angles que cette direction commune fait avec les trois axes d'élasticité, et V la vitesse d'un des rayons, ou la distance qui sépare de l'origine le point où la surface de l'onde est rencontrée par ce rayon; on aura $x=\alpha V$, $y=\beta V$, $z=\gamma V$, et l'équation (5) devient :

$$V^4(a^2\alpha^2+b^2\beta^2+c^2\gamma^2)-[(b^2+c^2)a^2\alpha^2+(c^2+a^2)b^2\beta^2+(a^2+b^2)c^2\gamma^2]\,V^2+a^2b^2c^2=0$$

et a pour racines les carrés des deux vitesses V_1 et V_2, des deux rayons qui suivent la direction proposée.

Axes optiques des cristaux.

631. Ces deux vitesses deviennent égales pour deux directions particulières, auxquelles on donne le nom d'*axes optiques du cristal*, et qu'il ne faut pas confondre avec les axes de réfraction conique, dont ils diffèrent essentiellement par leurs propriétés, bien qu'ils en soient très-voisins dans tous les cristaux connus. Ces axes optiques sont précisément les droites qui joignent en diagonale les quatre points d'intersection du cercle et de l'ellipse, dans la section de la surface de l'onde faite perpendiculairement à l'axe moyen. Ils sont donc situés, comme les axes de réfraction conique, dans le plan de cette section; mais ils font avec l'axe de plus grande élasticité, encore de part et d'autre de cet axe, un même angle, moitié de celui qu'ils comprennent, et dont la tangente est $\frac{a\sqrt{b^2-c^2}}{c\sqrt{a^2-b^2}}$.

Relation entre les vitesses des rayons de même direction.

632. En général les vitesses V_1 et V_2 des deux rayons qui parcourent une même direction, dans un milieu bi-réfringent, diffèrent l'une de l'autre; et si l'on désigne par u et u' les angles que cette direction commune fait avec les deux axes optiques, on trouve facilement la relation suivante : $\frac{1}{V_2^2}-\frac{1}{V_1^2}=\left(\frac{1}{c^2}-\frac{1}{a^2}\right)$ sin. u sin. u'. Ainsi la différence des carrés des fractions ayant pour numérateur l'unité, et pour dénominateurs les vitesses des deux rayons lumineux de même direction, est toujours proportionnelle au produit des sinus des angles que cette direction commune fait avec les deux

axes optiques; et de plus, le quotient de cette différence par ce produit de sinus, est égal à la différence des carrés des indices de moindre et de plus grande réfraction, mesurés suivant les trois sections principales. Cette loi, énoncée dans le langage de la théorie de l'émission, est connue depuis longtemps; découverte par M. Biot, elle était considérée comme résumant les propriétés optiques des cristaux à deux axes, déduites de l'observation; c'est donc une nouvelle conséquence très-générale de la théorie de Fresnel, que l'expérience vérifie complétement.

Phénomène produit par la lumière qui parcourt un axe optique.

633. Les axes optiques sont, dans le milieu bi-réfringent, les deux seules directions où les deux rayons lumineux qui leur correspondent aient la même vitesse. Avant que Fresnel eût donné sa théorie, et que M. Hamilton eût étudié de plus près les propriétés de la surface des ondes, on admettait, et même on croyait vérifier par l'expérience, qu'un rayon normal incident, parallèle à l'un des axes optiques, pénétrait aussi normalement dans le cristal sans se diviser, ou que toute la lumière réfractée se propageait avec une vitesse unique suivant cet axe; et c'est de là qu'est venue la dénomination de cristaux à deux axes. Pour qu'il en fût ainsi, il faudrait, d'après la construction générale, que la surface de l'onde n'eût qu'un seul plan tangent, en chacun des quatre points d'intersection du cercle et de l'ellipse, formant la section normale à l'axe de moyenne élasticité, et que de plus ce plan fût perpendiculaire à l'axe optique qui aboutit en ce point.

Or M. Hamilton a démontré par l'analyse que les quatre points dont il s'agit sont des *ombilics*; c'est-à-dire qu'il existe pour chacun d'eux une infinité de plans tangents à la surface de l'onde, dont les traces sur la section principale, qui comprend ces quatre points singuliers, varient de position entre les tangentes au cercle et à l'ellipse, et parmi lesquels un seul est normal à l'axe optique correspondant. Il suit de cette conséquence théorique qu'une infinité de rayons incidents, formant une certaine surface conique, peuvent fournir de la lumière réfractée suivant la direction d'un des axes optiques; et que réciproquement la lumière qui a parcouru ce milieu dans la direction d'un axe optique peut donner un tube conique de rayons émergents.

M. Lloyd a constaté l'existence de ce phénomène. Il s'est servi à cet effet d'un cristal d'arragonite taillé suivant deux faces parallèles entre elles, et perpendiculaires à l'axe de plus grande élasticité. Le plan d'incidence, parallèle au plus petit axe, contenait alors les deux axes optiques, dont le calcul indiquait les positions. M. Lloyd

plaça au-dessus du cristal une lentille, dont l'axe était situé dans ce plan d'incidence, et qui, recevant un faisceau de rayons parallèles, les faisait converger vers un des points d'une face du cristal, dans une position telle que le rayon lumineux, non dévié par la lentille, se réfractât suivant un des axes optiques. Une plaque opaque percée d'un très-petit trou, masquait l'autre face, dans une position telle que la droite allant du foyer de la lentille au trou de la plaque fût exactement parallèle à l'axe optique. Par cette disposition, la lumière tombait sur le cristal suivant un faisceau conique qui devait fournir une infinité de rayons, polarisés suivant des plans différents, parcourant tous l'axe optique; et l'œil placé immédiatement derrière le trou de la plaque ne recevait que ces rayons à leur émergence.

Si la conséquence théorique signalée par M. Hamilton était vérifiable, l'œil devait apercevoir un anneau lumineux, entourant un espace obscur; or c'est effectivement le phénomène qui fut observé par M. Lloyd. Il reconnut ensuite que le moindre déplacement de la plaque changeait cette apparence singulière, qui se transformait rapidement en deux points brillants, correspondants aux deux rayons réfractés dans les cas ordinaires. Ayant répété cette expérience dans une chambre suffisamment obscure; mais recevant la lumière émergente sur un écran, M. Lloyd constata que l'image projetée était un anneau brillant dont la grandeur augmentait avec la distance au cristal.

Ce phénomène d'un faisceau lumineux, émergeant en tube conique creux, et celui du tube cylindrique dans lequel se transforme à la sortie du cristal le faisceau conique réfracté intérieurement (§ 626), sont sans contredit les propriétés optiques les plus extraordinaires des cristaux à deux axes. Tant qu'ils n'étaient indiqués que par le calcul, on pouvait nier leur existence, comme incroyable et inadmissible, regarder comme fausse une théorie qui conduisait à de si singulières conséquences, et enfin renverser l'hypothèse des ondes lumineuses dont cette théorie est une déduction nécessaire. Mais ces phénomènes, qui avaient échappé à la sagacité de Fresnel, étant complétement vérifiés, la théorie de la double réfraction qui les a fait découvrir paraît maintenant à l'abri de toute objection; et l'idée des ondes lumineuses, ou celle du fluide éthéré, acquiert ainsi un degré de probabilité que n'a pu atteindre encore aucune des autres hypothèses, imaginées par les physiciens pour expliquer les phénomènes de la nature.

Fausseté de l'ancienne définition des axes optiques.

634. On doit conclure de la découverte de M. Hamilton, constatée par l'expérience, que les extrémités des axes optiques d'un cristal sont réellement des points singuliers, où la surface de l'onde a une infinité de plans tangents, et que conséquemment il n'existe aucun rayon incident, qui puisse ne donner à la réfraction qu'un seul rayon de vitesse unique dans l'intérieur du milieu. Par exemple, considérons uniquement la marche de la lumière dans un plan d'incidence perpendiculaire à l'axe de moyenne élasticité. Tout rayon lumineux venant de ce plan, donne toujours deux rayons réfractés de vitesses différentes, l'un qui suit la loi de Descartes et que l'on peut appeler le rayon ordinaire, l'autre pareillement situé dans le plan d'incidence, mais pour lequel l'indice de réfraction est variable, et qu'on peut appeler alors rayon extraordinaire.

Pour les trouver on peut appliquer la construction générale, ainsi qu'il suit. AB étant la face du cristal, LI le rayon incident, AIL le plan d'incidence perpendiculaire à l'axe de moyenne élasticité, on mène dans ce plan par le point I deux droites IX, IZ, parallèles aux deux autres axes d'élasticité; du point I comme centre on décrit un cercle de rayon b; on construit une ellipse ayant pour demi-axes, a sur IZ, et c sur IX; cette ellipse coupe le cercle aux points P, Q, P'Q'; PP' et QQ' sont les deux axes optiques du cristal; ayant ensuite déterminé le point T par la méthode ordinaire, on mène par ce point deux tangentes TO, TE, l'une au cercle, l'autre à l'ellipse; les droites TO, IE, sont alors, la première le rayon réfracté ordinaire, la seconde le rayon réfracté extraordinaire correspondant au rayon incident LI.

Il suit évidemment de cette construction que si l'un des rayons réfractés se confond avec un des axes optiques, l'autre en sera nécessairement séparé; car si la tangente au cercle ou a l'ellipse menée par le point T aboutit en P, la tangente à l'ellipse ou au cercle menée par le même point ne saurait prendre la même direction, sans quoi les deux courbes se toucheraient en P, ce qui n'est pas. Cette séparation constante des deux rayons réfractés existe même lorsque la face AB est perpendiculaire à un axe optique, et que le rayon incident est normal; car les deux rayons réfractés se déterminent alors en menant au cercle et a l'ellipse deux tangentes parallèles à cette face, qui sont évidemment différentes.

Il n'y a réellement que les rayons incidents normaux, parallèles aux trois axes d'élasticité, qui ne dévient ni ne se bifurquent à leur entrée dans le cristal, mais alors quoique ayant une direction commune leurs vitesses diffèrent beaucoup. Ainsi la définition

que l'on donnait des axes optiques, comme un résultat de l'expérience, est totalement inexacte. Cette erreur est d'ailleurs facile à expliquer : les axes optiques sont très-voisins, dans les cristaux connus, des axes de réfraction conique, et les cristaux éprouvés ont toujours une petite épaisseur; on confondait ces axes différents, et l'on considérait le tube cylindrique lumineux, dans lequel se transforme à sa sortie le faisceau conique réfracté intérieurement, comme un rayon unique.

Définition exacte des axes optiques.

635. La propriété caractéristique de ces axes optiques, celle qui peut servir à leur définition exacte, c'est de pouvoir être parcourus, avec la même vitesse, par des rayons polarisés suivant une infinité de plans différents. En effet, pour tout autre point de la surface de l'onde que les extrémités de ces axes, il n'existe qu'un seul plan tangent, et par conséquent qu'une seule direction du mouvement vibratoire qui puisse l'atteindre, laquelle est celle de la droite allant de ce point au pied de la perpendiculaire abaissée du centre de la surface sur le plan tangent. Ainsi les deux rayons qui parcourent une même direction quelconque, et qui ont deux vitesses différentes, sont nécessairement polarisés suivant deux plans déterminés; et tous les rayons polarisés dans des plans autres que ceux-là, sont totalement incapables de suivre la même direction.

Les points de la surface de l'onde, situés sur les axes d'élasticité, ne font pas exception à cette loi générale : la direction du mouvement vibratoire, correspondant à l'un de ces points, ne peut pas être déterminée par la construction graphique qui vient d'être indiquée, car pour ce point la perpendiculaire abaissée du centre sur le plan tangent se confond avec le rayon ; mais le calcul fait disparaître cette indétermination, et conduit à une direction unique du mouvement vibratoire, laquelle est parallèle à l'un des axes d'élasticité. A l'extrémité d'un des axes optiques, il y a au contraire un nombre infini de plans tangents, par suite une infinité de mouvements vibratoires qui peuvent l'atteindre, et dont les directions s'obtiendraient en joignant cette extrémité avec les pieds des perpendiculaires abaissées du centre de l'onde sur touts les plans tangents.

Variation des axes optiques pour les différentes couleurs.

636. Les trois indices de réfraction principaux mesurés par M. Rudberg, sur l'arragonite et la topaze incolore, pour les sept raies principales du spectre solaire (§ 624), indiquent que pour une même substance bi-réfringente les rapports de ces indices, ou ceux des vitesses principales a, b, c, diffèrent sensiblement d'une

raie à l'autre. Il suit de là que les axes optiques, et ceux de réfraction conique, varient réellement dans le même cristal, pour les différentes couleurs. Cette variation, qui s'explique comme la dispersion, a été reconnue pour la première fois par M. Herschel, dans un phénomène dont nous parlerons plus tard.

TRENTE-NEUVIÈME LEÇON.

Théorie de la polarisation par réflexion. — Lois de la réflexion de la lumière polarisée, suivant le plan d'incidence, dans un plan perpendiculaire, dans un plan quelconque. — Changement du plan de polarisation dû à la réflexion. — Lois de la polarisation partielle par réflexion, par réfraction. — Dépolarisation produite par la réflexion totale. — Théorie de la polarisation circulaire. — Rotation des plans de polarisation et phénomènes de coloration produits par le quartz, par différents liquides.

Théorie de la polarisation par réflexion.

637. Après avoir conclu, de la non-interférence des rayons polarisés à angle droit, et de ses recherches sur la double réfraction, la définition exacte de la lumière polarisée dans le système des ondulations, Fresnel découvrit des formules qui donnent le rapport de l'intensité de la lumière réfléchie à celle de la lumière incidente, atteignant, sous un angle quelconque, la surface de séparation de deux milieux diaphanes; et qui expliquent, en outre, toutes les modifications que la lumière éprouve par la réflexion et par la réfraction dans les corps homogènes non cristallisés. La démonstration de ces formules suppose, il est vrai, plusieurs propriétés mécaniques, dans la propagation de l'espèce du mouvement vibratoire auquel on doit attribuer la lumière, qui ne sont pas démontrées. Mais ces propriétés sont déjà très-probables en elles-mêmes; d'ailleurs les vérifications nombreuses, que les formules déduites ont subies, ne permettent pas de douter de leur exactitude; en sorte que ces vérifications peuvent être considérées comme prouvant, *à posteriori*, la vérité des principes d'où découlent les formules dont il s'agit. Voici les raisonnements qui ont conduit à leur découverte.

Nous supposons qu'une lumière homogène, venant d'une source éloignée dans le vide ou dans l'air, atteigne, par des ondes planes inclinées, la surface d'un corps diaphane, solide ou liquide, tel que le verre ou l'eau. Comme il s'agit de substances non cristallisées, nous admettrons, avec Fresnel, que dans les deux milieux l'éther possède la même élasticité, et que sa densité seule diffère.

Soient AB le plan horizontal qui sépare les deux milieux; LA, IB, deux rayons incidents parallèles faisant un angle i avec la verticale; AL′, BI′, les deux rayons réfractés correspondants, faisant un angle i' avec la normale à AB; enfin, AE, BR, les deux rayons réfléchis. Si l'on abaisse les perpendiculaires BF sur AL, AP′ sur BI′, AQ sur BR, ces perpendiculaires seront situées, la première sur l'onde incidente en B, et les deux autres sur les deux ondes réfléchie et réfractée en A; le plan de la figure est pris vertical et parallèle aux rayons incidents. Il s'agit de déterminer les rapports d'intensité des mouvements vibratoires transmis suivant les directions IB, BR et BI′. Un rayon de lumière naturelle pouvant toujours se décomposer en deux rayons d'égale intensité, l'un polarisé suivant le plan d'incidence, et l'autre perpendiculairement à ce plan, il est nécessaire de considérer séparément ces deux espèces de lumière, qui doivent se conduire très-différemment dans l'acte de la réflexion.

FIG. 341.

Réflexion de la lumière polarisée dans le plan d'incidence.

638. Considérons d'abord le cas où les rayons LA, IB sont polarisés suivant le plan d'incidence; le mouvement vibratoire transmis s'exécutera conséquemment suivant une direction parallèle à la surface AB, ou horizontale, mais perpendiculaire au plan de la figure. A la surface de séparation, par exemple en A ou B, la vitesse de vibration apportée par l'onde incidente, peut être représentée par une expression de la forme $\sin. 2\pi\left(\frac{t}{\tau}-\frac{\varphi}{l}\right)$; lors du passage d'un milieu dans l'autre, cette vitesse de vibration se transforme en deux autres : l'une $v \sin. 2\pi\left(\frac{t}{\tau}-\frac{\varphi}{l}\right)$ se transmet par réflexion dans le premier milieu, suivant BR ou AE, et l'autre $u \sin. 2\pi\left(\frac{t}{\tau}-\frac{\varphi'}{l'}\right)$ par réfraction dans le second, suivant BI′ ou AL′; l et l' sont les longueurs d'ondulation de la lumière homogène considérée, dans les deux milieux; les phases φ et φ' sont entre elles comme l et l'; v et u sont des coefficients encore inconnus; le second est toujours positif; le premier doit être négatif dans le cas actuel, où la lumière vient de l'air pour se réfléchir à la surface d'un milieu plus réfringent, mais nous laisserons son signe indéterminé, et l'analyse suivante devra l'indiquer.

Les ondes réfléchies et réfractées étant planes comme celles incidentes, les coefficients v et u n'éprouveront aucune diminution lors de la propagation de ces ondes, et pourront servir à comparer l'intensité des lumières incidente, réfléchie et réfractée, à toute distance de la surface AB. Et, par exemple, d'après les expressions précédentes, l'intensité de la lumière incidente étant prise pour l'unité, le carré v^2 sera l'intensité de la lumière réfléchie puisque

cette dernière se propage dans le même milieu que la première.

Concevons deux files de molécules d'éther, F et F', situées sur deux droites perpendiculaires au plan d'incidence, l'une immédiatement au-dessus de B et dans le premier milieu, l'autre dans le second et tout près du même point. Ces deux files oscilleront dans le sens de leur longueur, pour ainsi dire de toutes pièces, car les molécules qui composent chacune d'elles, recevant à chaque instant les mêmes impulsions, ne changeront pas de positions relatives; les vitesses et les amplitudes de ces oscillations seront donc les mêmes que celles des vibrations des molécules, et représentées par les mêmes formules. La file F' sera toujours en retard d'une petite partie de son oscillation sur celle de la file F, car le mouvement vibratoire se propage de F en F'. Mais ce retard ne saurait être d'un ordre de grandeur plus élevé que celui existant entre deux files analogues, se succédant dans le même milieu; sans quoi les forces élastiques développées seraient beaucoup plus intenses près de la surface de séparation, qu'à une distance sensible de cette surface, en-dessus ou au-dessous; ce qu'il n'est pas permis d'admettre. D'ailleurs, si les amplitudes des vibrations des deux files F' et F différaient d'une fraction sensible de leur propre grandeur, ces deux files se trouveraient, vers la fin de l'une de leurs oscillations, dans une relation de position incomparablement plus éloignée de celle de leur équilibre, que deux files successives du même milieu, dont les vibrations ont la même amplitude.

On est donc conduit à admettre que les oscillations de F et F' sont de même longueur, ou que les coefficients de leurs vitesses de vibration sont égaux. Or, toute molécule de F, obéissant à la fois au mouvement vibratoire apporté par l'onde directe, et à celui de l'onde réfléchie, qui peuvent être considérées comme ayant la même phase, à cause de la petite distance supposée de F à AB, le coefficient de sa vitesse de vibration est $(1+v)$. Toute molécule de F' n'obéissant qu'au mouvement transmis par l'onde réfractée, le coefficient de sa vitesse de vibration est u. On a donc (1) $1+v=u$, pour une première relation entre u et v.

Pour obtenir une seconde relation, on admet que la somme des forces vives, transmises par les ondes réfléchies et réfractées, doit être égale à celle apportée par les ondes incidentes. Soient Δ et Δ' les densités de l'éther dans les deux milieux. Concevons dans le système d'ondes incidentes un prisme rectangulaire P, dont la hauteur suivant BI soit égale à la longueur d'ondulation l, dont la base ait pour dimensions la perpendiculaire BP, et une ligne égale à

l'unité, normale au plan de la figure. Il est évident que la somme des forces vives que possèdent toutes les molécules d'éther contenues dans P, à une certaine époque, se trouveront, quelques instants après, réparties entre les molécules comprises dans deux autres prismes rectangulaires : le premier Q dans le système des ondes réfléchies, de hauteur l suivant AE, ayant pour dimensions de sa base la perpendiculaire AQ et l'unité; le second P' dans le système des ondes réfractées, de hauteur l' suivant AL', ayant pour côtés de sa base la perpendiculaire AP' et encore l'unité.

Il est facile de voir que la somme des forces vives possédées par le prisme d'éther P est proportionnelle à sa masse $\Delta . l . \overline{BP}$, multipliée par le carré du coefficient des vitesses de vibration transmises par les ondes incidentes; les forces vives de Q et P' sont pareillement proportionnelles aux produits $\Delta . l' . \overline{AQ} . v^2$, $\Delta' . l' . \overline{AP'} . u^2$. Mais on a $\overline{AQ} = \overline{BP} = \overline{AB}$ cos. i, $\overline{AP'} = \overline{AB}$ cos. i', et d'après l'explication de la réfraction dans le système des ondes $l : l' =$ sin. i : sin. i'; les forces vives de P, Q et P', sont donc entre elles comme les produits Δ cos. i sin. i, Δv^2 cos. i sin. i, $\Delta' u^2$ cos. i' sin. i' ; et le principe posé établit la relation: $\Delta (1 - v^2)$ cos. i sin. $i = \Delta' u^2$ cos. i' sin. i'. Pour éliminer le rapport des densités Δ et Δ', on doit observer que les carrés des vitesses avec lesquelles se propage la même espèce de lumière dans les deux milieux, sont respectivement égales aux fractions $\frac{e}{\Delta}$, $\frac{e}{\Delta'}$, e représentant l'élasticité de l'éther supposée constante, et comme ces vitesses de propagation sont en outre dans le rapport direct des longueurs d'ondulation, ou des sinus des angles i et i', on a la proportion sin.$^2 i$: sin.$^2 i' = \frac{1}{\Delta} : \frac{1}{\Delta'}$; d'où $\Delta : \Delta'$ = sin.$^2 i'$: sin.$^2 i$. La relation précédente devient alors : (2) $(1 - v^2)$ cos. i sin. $i' = u^2$ cos. i' sin. i.

L'élimination de u entre les deux équations trouvées donne (3) $v = -\frac{\text{sin.}(i - i')}{\text{sin.}(i + i')}$. Dans le cas supposé du passage de la lumière, de l'air dans un liquide ou un solide, i est plus grand que i', et le coefficient v est négatif; l'inverse a lieu lorsque le premier milieu est plus réfringent que le second, on a alors $i' > i$, et v est positif; ces différences de signes étaient prévues (§ 593). L'intensité de la lumière incidente, polarisée suivant le plan de réflexion, étant prise pour l'unité, celle de la lumière réfléchie sera donc représentée par v^2 ou $\frac{\text{sin.}^2 (i - i')}{\text{sin.}^2 (i + i')}$. Si l'on désigne par n l'indice de réfraction, on peut facilement éliminer l'angle i' dans la fraction précédente, au moyen de la formule sin. $i' = \frac{1}{n}$ sin. i; cette fraction

devient alors $\left(\frac{\sqrt{n^2-\sin.^2 i}-\cos. i}{\sqrt{n^2-\sin.^2 i}+\cos. i}\right)^2$. Elle n'est nulle pour aucune valeur de l'angle i comprise entre 0° et 90°; elle atteint son minimum à la première limite et se réduit à $\left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2$; son maximum a lieu au contraire lorsque $i=90°$, et sa valeur devient l'unité. Ainsi la proportion de lumière réfléchie doit croître d'une manière continue, depuis l'incidence perpendiculaire jusqu'à celle parallèle à la surface.

639. Considérons maintenant le cas où la lumière incidente est polarisée perpendiculairement au plan de réflexion, le mouvement vibratoire transmis s'exécutera conséquemment dans le plan de la figure, suivant la direction BP pour la lumière incidente, parallèlement aux lignes AQ et AP' pour les ondes réfléchies et réfractées. Soient 1, v' et u', les coefficients des vitesses de vibration dans ces trois systèmes d'ondes. L'équation déduite du principe de la conservation des forces vives dans le cas précédent, a lieu quelle que soit la direction du mouvement vibratoire; on a donc entre v' et u' la relation : (4) $(1-v'^2)\cos. i \sin. i' = u'^2 \cos. i' \sin. i$. Les raisonnements qui ont conduit à l'équation (1) font voir, de la même manière, que dans le cas actuel les composantes des vitesses de vibration totales, prises parallèlement à la surface de séparation AB, doivent être égales dans les deux milieux; d'où il suit qu'en multipliant $(1+v')$ par le cosinus de l'angle $i=$ PBA $=$ QAB, et u' par celui de l'angle $i'=$ P'AB, les deux produits doivent être égaux. Ce qui donne pour seconde relation (5) $(1+v')\cos. i = u' \cos. i'$.

Réflexion de la lumière polarisée normalement au plan d'incidence.

L'élimination de u' entre les équations (4) et (5) donne

$$v'=\frac{\sin. i'\cos. i'-\sin. i\cos. i}{\sin. i'\cos. i'+\sin. i\cos. i},$$

ou par une transformation facile à faire

$$(6)\quad v'=-\frac{\text{tang.}(i-i')}{\text{tang.}(i+i')}.$$

Cette valeur du coefficient v' est encore négative quand le second milieu est le plus réfringent, positive quand c'est le premier. L'intensité de la lumière incidente, polarisée normalement au plan de réflexion étant prise pour l'unité, celle de la lumière réfléchie sera donc représentée par $\frac{\text{tang.}^2(i-i')}{\text{tang.}^2(i+i')}$. En éliminant l'angle i' à l'aide de la formule $\sin. i'=\frac{1}{n}\sin. i$, cette fraction devient

$$\left(\frac{\sqrt{n^2-\sin.^2 i}-n^2\cos. i}{\sqrt{n^2-\sin.^2 i}+n^2\cos. i}\right)^2.$$

Comme dans le cas précédent, elle se réduit à $\left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2$ pour $i=0$, et sa valeur est l'unité pour $i=90^\circ$. Mais elle ne croît pas d'une manière continue d'une limite à l'autre, car elle devient nulle lorsque $\sqrt{n^2-\sin.^2 i}=n^2 \cos.^2 i$, d'où tang. $i=\frac{1}{n}$. Ce cas de réflexion nulle s'aperçoit plus facilement lorsque la fraction est sous la forme $\frac{\text{tang.}^2 (i-i')}{\text{tang.}^2 (i+i')}$, qui donne zéro pour $i+i'=90^\circ$; cette circonstance a donc lieu pour l'angle de polarisation. L'expérience prouve, en effet, que la lumière polarisée perpendiculairement au plan de réflexion, se réfracte en totalité lorsqu'elle tombe sous l'angle de polarisation.

Réflexion de la lumière polarisée dans un plan quelconque.

640. Supposons actuellement que la lumière incidente, toujours polarisée, le soit dans un plan A, faisant avec le plan de réflexion un angle a qui ne soit ni nul ni droit. Les vibrations transmises par les ondes incidentes sont alors perpendiculaires au plan A; mais on peut toujours les décomposer en deux systèmes de vibrations, l'un normal au plan de réflexion, et l'autre dans ce plan. Le coefficient de la vibration totale étant toujours pris pour l'unité, les coefficients des deux systèmes composants seront évidemment cos. a et sin. a. Ainsi la lumière incidente polarisée dans l'azimut a, et d'intensité 1, est la somme de deux portions de lumière, l'une polarisée suivant le plan de réflexion et d'intensité $\cos.^2 a$, l'autre polarisée perpendiculairement à ce dernier plan et d'intensité $\sin.^2 a$. Ces deux portions fourniront à la réfraction des quantités de lumière représentées par $\frac{\sin.^2 i-i'}{\sin.^2 i+i'}\cos.^2 a$ pour la première, et par $\frac{\text{tang.}^2 (i-i')}{\text{tang.}^2 (i+i')}\sin.^2 a$ pour la seconde.

Changement du plan de polarisation produit par la réflexion.

641. L'intensité de la lumière réfléchie sera égale à la somme de ces deux quantités, ou à

$$\left(\frac{\sin.^2 (i-i')}{\sin.^2 (i+i')}\cos.^2 a+\frac{\text{tang}^2 (i-i')}{\text{tang.}^2 (i+i')}\sin.^2 a\right),$$

car il ne peut y avoir aucune destruction entre deux portions de lumière palarisées à angle droit. D'ailleurs deux rayons de lumière arrivent en un même point du premier milieu avec les mêmes phases, en sorte que le rapport de leurs vitesses de vibration doit être constamment le même à toute époque et à toute distance de la surface réfléchissante. Il suit de là que la lumière réfléchie sera encore polarisée, c'est-à-dire que les vibrations totales s'exécuteront suivant une direction constante. Mais le plan de polarisation A' de cette lumière réfléchie différera de celui A de la lumière

incidente. Soit a' l'angle que A' fait avec le plan de réflexion ; la tangente de cet angle doit être égale au rapport des vitesses de vibration composantes de même phase, l'une qui a pour coefficient $\frac{\sin.(i-i')}{\sin.(i+i')}\cos.\,a$ normale au plan de réflexion, l'autre $\frac{\text{tang.}(i-i')}{\text{tang.}(i+i')}\sin.\,a$ située dans ce plan. On a donc pour déterminer l'angle a' l'équation

$$(7)\quad \text{tang. } a' \frac{\cos.(i+i')}{\cos.(i-i')}\ \text{tang. } a.$$

D'après cette formule, tang. $a'=0$, quel que soit a, lorsque $i+i'=90°$, c'est-à-dire lorsque l'incidence est celle qui correspond à l'angle de polarisation ; $a'=0$ pour $a=0$ quelle que soit l'incidence : enfin $a'=a$ lorsque $i=0$ et par suite $i'=0$. Ainsi lorsque de la lumière polarisée dans un plan quelconque tombe sous l'angle de polarisation, elle se réfléchit toujours polarisée suivant le plan de réflexion. Quand la lumière incidente est elle-même polarisée suivant ce dernier plan, elle conserve ce plan de polarisation après la réflexion sous une incidence quelconque. Enfin sous l'incidence perpendiculaire la lumière réfléchie conserve le plan de polarisation de la lumière incidente, quel que soit ce plan. Ces conséquences sont toutes vérifiées par l'expérience.

Il suit de la formule (7) que l'angle a' est toujours moindre que a. D'après cela, quand la lumière polarisée se réfléchit sous un angle quelconque, son plan de polarisation se rapproche de celui où la réflexion s'opère. Il résulte de ce rapprochement qui si l'on fait subir à de la lumière polarisée un nombre suffisant de réflexions, sur une même substance, dans des plans parallèles différant du plan de polarisation primitif, et sous une incidence constante autre que celle qui correspond à l'angle de polarisation de la substance employée, la dernière lumière réfléchie doit paraître polarisée suivant le plan commun de toutes les réflexions. C'est en effet ce que l'expérience indique. Pour une même valeur primitive de l'angle a, le nombre des réflexions nécessaires est d'autant plus grand que l'angle d'incidence choisi s'éloigne plus de celui de la polarisation totale. Ce nombre peut être déduit, par des calculs successifs, de la formule (7). M. Brewster a entrepris un grand nombre d'expériences dans le but de vérifier cette formule, leurs résultats ont présenté l'accord le plus parfait avec les nombres déduits du calcul.

642. Il est facile de déduire des formules précédentes les modifications que la réflexion doit faire subir à la lumière naturelle. Cette espèce de lumière doit être considérée comme provenant Polarisation partielle de la lumière réfléchie.

d'une infinité de mouvements vibratoires, d'intensités égales, ayant lieu en tout sens sur la surface des ondes; chacun de ces mouvements partiels étant décomposable en deux autres, l'un sur le plan de réflexion, l'autre normal à ce plan, le mouvement total est toujours réductible à deux systèmes de vibrations, l'un parallèle, l'autre perpendiculaire au plan d'incidence, qui doivent avoir la la même intensité. Ainsi, de la lumière naturelle d'intensité 1, est égale à deux portions de lumière, chacune d'intensité $\frac{1}{2}$, et polarisées suivant le plan d'incidence et la seconde normalement à ce plan. Ces deux portions fournissent donc à la réflexion deux quantités de lumière, égales à $\frac{1}{2}\frac{\sin.^2(i-i')}{\sin.^2(i+i')}$ et $\frac{1}{2}\frac{\text{tang.}^2(i-i')}{\text{tang.}^2(i+i')}$, et dont la somme représentera l'intensité de la lumière réfléchie.

La première de ces deux portions surpasse évidemment la seconde, puisque

$$\frac{\sin^2(i-i')}{\sin.^2(i+i')}=\frac{\text{tang.}^2(i-i')}{\text{tang.}^2(i+i')}\cdot\frac{\cos.^2(i-i')}{\cos.^2(i+i')}$$

et que la fraction $\frac{\cos.^2(i-i')}{\cos.^2(i+i')}$ est nécessairement plus grande que l'unité. On conclut de là que la lumière réfléchie contiendra une quantité $\frac{\text{tang.}^2(i-i')}{\text{tang.}^2(i+i')}$ de lumière naturelle, plus de la lumière polarisée suivant le plan de réflexion égale à

$$\frac{1}{2}\frac{\sin.^2(i-i')}{\sin.^2(i+i')}-\frac{1}{2}\frac{\text{tang.}^2(i-i')}{\text{tang.}^2(i+i')}.$$

D'où il suit qu'en divisant la différence des deux expressions,

$$\frac{\sin.^2(i-i')}{\sin.^2(i+i')} \text{ et } \frac{\text{tang.}^2(i-i')}{\text{tang.}^2(i+i')},$$

par leur somme, la fraction résultante exprimera la proportion de lumière polarisée contenue dans le faisceau réfléchi. Cette fraction est égale à zéro quand i et i' sont nuls; elle devient l'unité pour $i+i'=90°$, et encore zéro pour $i=90°$. C'est-à-dire que la lumière réfléchie ne contient pas de lumière polarisée, quand le faisceau incident est normal ou parallèle à la surface réfléchissante, et qu'au contraire elle est entièrement polarisée dans le plan de réflexion, sous une incidence telle que le faisceau réfracté lui soit perpendiculaire. Ainsi la loi signalée par M. Brewster, sur l'angle de polarisation, peut être regardée comme une nouvelle vérification des formules de Fresnel.

643. Lorsqu'on fait subir, à de la lumière naturelle, un nombre suffisant de réflexions successives, dans le même plan, sur la même substance, et sous un même angle différant de celui de la polarisation totale, le dernier faisceau réfléchi paraît totalement polarisé dans le plan d'incidence commun. Il est facile d'expliquer ce résultat. On peut considérer le faisceau primitif, de lumière naturelle, comme composé de deux autres faisceaux d'intensités égales, polarisés à angle droit suivant deux plans faisant de part et d'autre un même angle de 45° avec le plan d'incidence ; or il suit évidemment de la formule (7) (§ 641), qu'après un nombre n de réflexions, ces deux faisceaux partiels doivent être encore polarisés dans deux plans faisant avec celui d'incidence un même angle a_n, dont la tangente est $\frac{\cos.^n(i+i')}{\cos.^n(i-i')}$. Leurs plans de polarisation se rapprochent donc de plus en plus, à mesure que le nombre des réflexions augmente ; et pour qu'ils ne comprennent plus qu'un angle de 0°30′ au plus, il suffit que ce nombre n soit tel que la fraction précédente devienne inférieure à la tangente d'un quart de degré. Cette limite est plus que suffisante pour que la lumière réunie des deux derniers faisceaux réfléchis paraisse polarisée suivant le plan d'incidence ; la valeur de n qui lui correspond est d'autant moindre que $(i+i')$ diffère moins de $\frac{\pi}{2}$, ou que l'angle d'incidence s'approche plus de celui de la polarisation totale.

Polarisation complète par des réflexions successives.

644. Les variations d'intensité et les modifications éprouvées par la lumière réfractée se déduisent de la théorie précédente, avec la même simplicité que celles de la lumière réfléchie. Dans le premier cas, celui où le faisceau incident, toujours d'intensité 1, est polarisé suivant le plan de réflexion, l'intensité du faisceau réfracté doit être représentée par le rapport des forces vives de P′ et P (§ 638), ou par la fraction $\frac{\Delta'}{\Delta}\cdot\frac{\cos. i' \sin. i'}{\cos. i \sin. i}u'$, qui se réduit à $\left(1-\frac{\sin.^2(i-i')}{\sin.^2(i+i')}\right)$, comme on devait s'y attendre, en y substituant à u' et $\frac{\Delta'}{\Delta}$ leurs valeurs. On trouve pareillement que dans le second cas, celui où la lumière incidente est polarisée perpendiculairement au plan de réflexion, le faisceau réfracté a une intensité égale à

Polarisation partielle de la lumière réfractée.

$$\left(1-\frac{\text{tang.}^2(i-i')}{\text{tang.}^2(i+i')}\right).$$

Enfin, un faisceau de lumière naturelle, d'intensité 1, donne à la

réfraction

$$\frac{1}{2}\left(1-\frac{\sin.^2(i-i')}{\sin.^2(i+i')}\right)$$

de lumière polarisée suivant le plan d'incidence, plus

$$\frac{1}{2}\left(1-\frac{\text{tang.}^2(i-i')}{\text{tang.}^2(i+i')}\right)$$

de lumière polarisée normalement à ce plan. De ces deux quantités la seconde surpasse la première, et leur différence donne la quantité de lumière polarisée que contient le faisceau réfracté. Cette différence est précisément égale à la quantité de lumière polarisée, en sens contraire, contenue dans le faisceau réfléchi ; ce qui s'accorde avec la loi découverte par M. Arago (§ 565). La discussion facile de ces diverses expressions fait voir qu'elles reproduisent exactement toutes les propriétés connues de la lumière réfractée.

Dépolarisation produite par la réflexion totale.

645. Lorsque le milieu que parcourent les faisceaux incident et réfléchi, est plus réfringent que le second, les formules précédentes sont encore applicables, pourvu toutefois que l'angle d'incidence soit inférieur à celui où commence la réflexion totale ; alors i' est plus grand que i, n moindre que l'unité, r et r' sont positifs, mais les rapports d'intensité sont exprimés de la même manière. Pour les valeurs de i supérieures à l'angle limite de la réflexion totale, les formules se compliquent d'imaginaires, et l'analyse indique de cette manière que le problème change de nature. Néanmoins c'est en interprétant la forme même de ces expressions imaginaires, que Fresnel a obtenu des formules correspondantes à ces cas exceptionnels, et qui s'accordent encore avec les résultats fournis par l'observation. Nous ne le suivrons pas dans cette partie délicate de son analyse.

Les inductions de Fresnel, d'accord avec l'expérience, indiquent que, dans ces circonstances de réflexion totale, un faisceau incident, polarisé dans un plan quelconque, donne à la réflexion deux autres faisceaux de lumière polarisés, le premier suivant le plan d'incidence, et l'autre en sens contraire, qui n'ont plus comme dans les cas du paragraphe 640 la même phase en chaque point, mais qui possèdent une différence de marche variable avec l'angle d'incidence. Lorsque cette différence, répétée s'il est nécessaire par plusieurs réflexions totales sous le même angle, atteint $\frac{1}{4}$ d'ondulation, ce qui a lieu pour une valeur de l'angle i qui varie, tant avec la substance où le phénomène est observé, qu'avec le nombre des

réflexions subies, et que le calcul indique, le mouvement vibratoire transmis est un mouvement de rotation uniforme, dans un sens ou dans l'autre, en sorte que la trajectoire décrite par chaque molécule de l'éther est un petit cercle.

646. C'est ce genre de mouvement que Fresnel a désigné sous le nom de *polarisation circulaire*. Il importe de donner ses lois théoriques, afin de pouvoir décrire et expliquer en même temps les mouvements de rotation continus, que certaines substances diaphanes impriment aux plans de polarisation de la lumière qui les traverse. Lorsqu'un rayon de couleur homogène a subi des modifications, telles que le mouvement qu'il transmet aux molécules de l'éther est un mouvement de rotation, circulaire et uniforme, on dit que ce rayon est *polarisé circulairement*. Deux rayons qui transmettent des mouvements de cette nature, mais tels que la rotation ait lieu pour l'un de gauche à droite, et pour l'autre de droite à gauche, sont dits polarisés circulairement en sens contraires. Théorie de la polarisation circulaire.

Deux rayons d'égale intensité polarisés rectilignement suivant deux plans perpendiculaires entre eux, et dont les phases diffèrent l'une de l'autre d'un quart d'ondulation, produisent, par leur réunion sur une direction commune, un rayon polarisé circulairement. Pour démontrer ce théorème, soient : OX et OY les directions FIG. 342. respectives des vibrations transmises par les deux rayons polarisés R et R'; α l'amplitude commune de ces vibrations; x la distance qui séparerait la molécule vibrante O de sa position d'équilibre à l'époque t, si le rayon R existait seul; y le même écart pour le rayon R'; enfin τ la durée d'une vibration, et l la longueur d'ondulation correspondante. On aura

$$x = \alpha \cos. 2\pi\left(\frac{t}{\tau} - \frac{\varphi}{l}\right),\quad y = \alpha \cos. 2\pi\left(\frac{t}{\tau} - \frac{\psi}{l}\right),$$

(§ 573), en désignant par φ et ψ les phases différentes des deux rayons. Par hypothèse la différence de ces phases est d'un quart d'ondulation; or comme l'origine du temps est indifférente, on peut établir cette condition en posant $\varphi = -\frac{1}{8}l$ et $\psi = \frac{1}{8}l$, ou bien au contraire $\varphi = \frac{1}{8}l$ et $\psi = -\frac{1}{8}l$. Il faut se servir du premier groupe de valeurs, si c'est le rayon R qui devance R' d'un quart d'ondulation, et du second si l'inverse a lieu.

Dans le premier cas, on a :

$$x = \alpha \cos. 2\pi\left(\frac{t}{\tau} + \frac{1}{8}\right), y = \alpha \cos. 2\pi\left(\frac{t}{\tau} - \frac{1}{8}\right),$$

ou

$$(1)\ x = \cos.\left(\frac{\pi}{4} + 2\pi\frac{t}{\tau}\right),\ y = \alpha \sin.\left(\frac{\pi}{4} + 2\pi\frac{t}{\tau}\right).$$

L'élimination du temps entre ces deux équations donne pour celle de la trajectoire cherchée $x^2 + y^2 = \alpha^2$, c'est-à-dire un cercle. Ainsi la molécule O, agitée à la fois par les rayons R et R′, se meut sur un cercle autour de sa position d'équilibre. De plus ce mouvement est uniforme et continu : car si l'on désigne par ω, l'angle variable que fait avec OX le rayon vecteur OM, mené vers la position qu'occupe la molécule vibrante à l'époque t, on aura

$$x = \alpha \cos.\omega,\ y = \alpha \sin.\omega,\ \text{et par suite}\ \omega = \frac{\pi}{4} + 2\pi\frac{t}{\tau}.$$

L'angle ω augmentant proportionnellement au temps, il s'ensuit que le mouvement circulaire est uniforme, et qu'il a lieu de droite à gauche.

Dans le second cas, celui où le rayon R′ devance R, on a

$$x = \alpha \cos.2\pi\left(\frac{t}{\tau} - \frac{1}{8}\right) y = \cos.2\pi\left(\frac{t}{\tau} + \frac{1}{8}\right),$$

ou

$$(2)\ x = \alpha \cos.\left(\frac{\pi}{4} - 2\pi\frac{t}{\tau}\right),\ y = \alpha \sin.\left(\pi - 2\pi\frac{t}{\tau}\right).$$

D'où l'on conclut

$$x^2 + y^2 = \alpha^2,\ \omega = \frac{\pi}{4} - 2\pi\frac{t}{\tau}.$$

Le mouvement composé transmis est donc encore circulaire et uniforme, mais l'angle ω diminuant proportionnellement au temps, ce mouvement a lieu de gauche à droite. Dans les deux cas, la molécule emploie, à décrire une circonférence entière, un temps τ égal à la durée complète d'une des vibrations linéaires, transmises par R ou R′. Il suit de là que l'espèce de lumière d'un rayon polarisé circulairement, est caractérisée par la durée d'une révolution complète de la molécule d'éther, autour de sa position d'équilibre.

Tout rayon de couleur homogène, polarisé rectilignement, peut être décomposé en deux rayons d'égale intensité, polarisés circulairement, l'un de droite à gauche, l'autre de gauche à droite. Pour démontrer synthétiquement cette proposition, il suffit de supposer que les deux cas de polarisation circulaire, qui viennent d'être dé-

finis séparément, soient au contraire réunis, et l'on verra que leur ensemble forme un seul rayon polarisé ordinaire. Soient alors R et R′ les deux rayons polarisés à angle droit, qui donnent et peuvent remplacer le rayon polarisé circulairement de droite à gauche; r et r' ceux qui forment le rayon polarisé circulairement de gauche à droite; a la vitesse de vibration maxima qui correspond à l'amplitude α; U, U′, u, u', les vitesses de vibration variables respectivement transmises par les rayons R, R′, r, r'. On aura

$$U = a \sin. 2\pi\left(\frac{t}{\tau} + \frac{1}{8}\right), \quad U' = a \sin. 2\pi\left(\frac{t}{\tau} - \frac{1}{8}\right),$$

$$u = a \sin. 2\pi\left(\frac{t}{\tau} - \frac{1}{8}\right), \quad u' = a \sin. 2\pi\left(\frac{t}{\tau} + \frac{1}{8}\right).$$

Les vibrations U et u s'exécutent parallèlement à OX, celles U′ et u' parallèlement à OY.

Si les vitesses rectangulaires U et U′ étaient seules transmises, le résultat total serait, comme on l'a vu plus haut, un rayon polarisé circulairement de droite à gauche, d'intensité $2a^2$. Le système des vitesses u et u' produirait encore un rayon polarisé circulairement, mais de gauche à droite, et dont l'intensité serait encore $2a^2$. Mais lors de la coexistence de ces quatre vitesses, ou des deux rayons polarisés circulairement en sens contraires qui peuvent les remplacer, le mouvement de la molécule vibrante cesse d'être circulaire. Pour obtenir la formule qui représente ce mouvement total, on peut d'abord composer entre elles les deux vitesses parallèles à OX, en une seule $v = U + u = a\sqrt{2} \sin. 2\pi\frac{t}{\tau}$; de même les deux vitesses parallèles à OY en composent une autre $v' = U' + u' = a\sqrt{2} \sin. 2\pi\frac{t}{\tau}$.

D'après cela, le système des deux rayons d'égale intensité, polarisés circulairement en sens contraires, est identique avec celui de deux rayons polarisés rectilignement à angle droit, ayant précisément la même intensité que les premiers, et des phases égales entre elles. Enfin ce dernier système équivaut à un seul rayon d'intensité double, polarisé dans un plan faisant un angle de 45° avec les plans de polarisation des deux rayons composants.

Il est aisé de voir que le plan de polarisation de ce rayon unique, est perpendiculaire au diamètre sur lequel les deux mouvements circulaires composants, de directions opposées, ramènent au même instant, et à chaque demi-révolution, la molécule d'éther qui obéit à leurs impulsions. Les diamètres sur lesquels s'opèrent ce croisement, en tous les points du groupe primitif des deux rayons pola-

risés circulairement, ont des directions parallèles. Nous désignerons le plan, qui contient tous ces diamètres, sous le nom de ***plan de croisement*** du groupe dont il s'agit. On peut donc établir le principe suivant : Deux rayons d'égale intensité, polarisés circulairement en sens contraire l'un de l'autre, et qui suivent une même direction, se composent en un seul rayon d'intensité double, polarisé normalement au plan de croisement du groupe primitif. D'où l'on conclut inversement, qu'un rayon polarisé ordinaire, de couleur homogène, est décomposable en deux rayons d'intensité moitié, polarisés circulairement en sens contraires, et dont le plan de croisement est perpendiculaire au plan de polarisation du premier rayon.

Supposons qu'il existe des milieux diaphanes qui jouissent de la propriété de transmettre, avec des vitesses différentes, le mouvement circulaire de droite à gauche, et celui de gauche à droite. Un faisceau polarisé de couleur homogène F, qui pénétrera normalement en M dans un de ces milieux, devra se partager en deux faisceaux F′ et F″, polarisés circulairement en sens contraires, qui se propageront avec des vitesses différentes sur la même direction. Si ensuite le groupe des deux faisceaux sort de ce milieu en N, par une seconde face parallèle à la première, la lumière émergente sera polarisée comme celle incidente; mais son plan de polarisation aura dû changer. En effet, les faisceaux F′ et F″ se propageant avec des vitesses différentes de M en N, les diamètres où se croisent les deux mouvements vibratoires circulaires, pour toutes les molécules situées sur MN, n'ont plus la même direction; ils sont en quelque sorte entraînés dans le sens du mouvement qui arrive le premier en chaque point, la surface qui contient ces diamètres n'est plus un plan, mais une surface héliçoïdale. Et lorsqu'à l'émergence cette surface devient plane, par l'égalité rétablie entre les deux vitesses de propagation des deux faisceaux, ce plan de croisement, et par suite le plan de polarisation de la lumière totale qui lui est constamment perpendiculaire, se trouvent avoir tourné, dans le sens du mouvement circulaire transmis le plus vite, d'un angle proportionnel à la différence des deux vitesses de propagation, à la vitesse commune des mouvements circulaires, et à l'épaisseur MN du milieu.

Rotation des plans de polarisation produite par le quartz.

647. Ces lois sont celles d'un phénomène découvert par M. Arago sur le quartz, et que l'on a reconnu depuis dans plusieurs liquides. Voici la description de ce phénomène, tel qu'on l'observe. D'après les lois physiques de la double réfraction, toute lame d'un

cristal à un seul axe, taillée perpendiculairement à cet axe optique, et qui reçoit normalement un rayon polarisé, le transmet sans altération, en sorte qu'à l'émergence la lumière se trouve encore entièrement polarisée dans le même plan qu'à l'incidence. Parmi les cristaux connus, le quartz fait seul exception à cette règle : la lumière polarisée qui a traversé cette substance, dans la direction de l'axe optique, est bien encore totalement polarisée, mais son plan de polarisation a tourné, pour certains échantillons vers la gauche, pour d'autres au contraire vers la droite. L'angle décrit est toujours proportionnel à l'épaisseur de la lame, mais varie pour la même épaisseur d'une couleur à l'autre. D'après les recherches expérimentales de M. Biot, une lame de quartz d'un millimètre d'épaisseur, à quelque échantillon qu'elle appartienne, fait tourner le plan de polarisation du rouge extrême de 17° 29′ 47″, et celui du violet le plus réfrangible de 44° 4′ 58″; la rotation que la même lame fait éprouver aux plans de polarisation des autres couleurs du spectre sont compris entre ces limites.

Phénomène de coloration produit par le quartz.

648. Il résulte de la grande inégalité de ces angles, qu'un rayon blanc polarisé, qui traverse normalement une lame de quartz perpendiculaire à l'axe, se trouve composé, à la sortie du cristal, de rayons de toutes couleurs polarisés dans des plans différents. Si ce faisceau est ensuite décomposé en deux autres polarisés à angle droit, par son passage à travers un prisme bi-réfringent achromatisé, les couleurs se partagent en proportions inégales entre ces deux faisceaux, qui doivent conséquemment produire des images colorées et complémentaires. C'est en effet ce que l'expérience confirme. Connaissant l'épaisseur de la lame de quartz, et la position de la section principale du prisme bi-réfringent par rapport au plan de polarisation du faisceau primitif, on peut calculer aisément les portions de chaque couleur qui passent dans chaque image, et déterminer leurs teintes par la règle empirique de Newton. M. Biot a entrepris un grand nombre de vérifications semblables qui toutes ont réussi.

Double réfraction du quartz dans le sens de son axe.

649. Pour expliquer complétement tous ces faits, il suffit d'admettre que, par un défaut de symétrie dans l'arrangement de ses particules cristallines, le quartz possède la propriété de transmettre, avec des vitesses différentes, le mouvement vibratoire circulaire de droite à gauche, et celui de gauche à droite. Fresnel, après avoir indiqué cette cause, en a prouvé la réalité par les expériences suivantes. Il fit tailler avec beaucoup de soin, dans un échantillon de quartz qui faisait tourner à gauche les plans de

FIG. 343. polarisation, un prisme BAC d'un angle dièdre A très-obtus (152°), de telle manière que l'axe optique fût parallèle à l'arête BC de la face opposée ; puis dans un autre échantillon de la même substance, qui faisait tourner à droite les plans de polarisation, deux prismes rectangles BDA, CEA, tels que les faces BD et CE fussent perpendiculaires à l'axe.

Ces trois prismes étant accolés comme l'indique la figure, l'axe optique a la même direction BC, dans toute l'étendue du parallélipipède rectangle BDEC; et d'après les lois générales de la double réfraction, un rayon polarisé entrant dans ce parallélipipède, normalement à la face BD, devait le traverser dans la direction de l'axe, sans éprouver de bifurcation, et sans que son plan de polarisation fût changé à l'émergence par la face CE. Mais il n'en est pas ainsi : le rayon polarisé incident suit sa direction normale à BD, jusqu'à la face de jonction BA, et là il se bifurque ; les deux rayons séparés, qui traversent le prisme BAC, s'éloignent encore plus l'un de l'autre en pénétrant dans le dernier prisme CEA ; et à l'émergence on a deux rayons distincts qui ne sont pas polarisés, car chacun d'eux se décompose en deux rayons, toujours d'égale intensité, par son passage à travers le prisme bi-réfringent.

Ce résultat de l'expérience s'explique facilement par *l'inégale vitesse de transmission des mouvements vibratoires circulaires inverses l'un de l'autre*. En effet, le rayon polarisé incident se décompose sur la face BD, en deux rayons polarisés circulairement en sens contraires R′ et R″, qui suivent une direction normale commune, mais avec des vitesses différentes, dans le premier prisme ; à la face inclinée BA, il doit y avoir séparation, car si R′ marchait plus vite que R″ dans BDA, il doit au contraire marcher moins vite dans le prisme BAC, d'où résulte nécessairement une double réfraction ; les deux rayons séparés, changeant encore de vitesses sur la face AC, inclinée en sens contraire, doivent s'éloigner encore plus l'un de l'autre ; et chacun d'eux, étant toujours décomposable en deux rayons d'égale intensité polarisés rectilignement à angle droit, doit partager également sa lumière entre les deux images formées par un cristal.

Propriétés physiques des rayons polarisés circulairement.

650. Mais il fallait prouver directement que les deux rayons émergents, qui ne présentaient aucune trace de polarisation ordinaire, étaient effectivement polarisés circulairement, et en sens contraire l'un de l'autre ; c'est ce que Fresnel a fait de la manière suivante. L'analyse des modifications que la réflexion totale imprime à la lumière polarisée (§ 645), lui indiquait que deux ré-

flexions totales successives, subies dans le verre, sous le même angle de 54° et dans le même plan, devaient transformer un faisceau polarisé rectilignement, ou un autre polarisé circulairement, si le plan de polarisation du premier rayon faisait un angle de 45° avec le plan commun des deux réflexions; la position relative de ces deux plans déterminait le sens de la polarisation circulaire. D'après cette donnée, un prisme de verre ABCD, ayant pour base un parallélogramme dont les angles aigus eussent 54°, devait opérer la transformation indiquée par la théorie; c'est-à-dire qu'un faisceau polarisé dans un plan faisant un angle de 45° avec sa base, tombant normalement sur une de ses petites faces latérales, éprouvant deux réflexions totales intérieures sous l'angle de 54°, et sortant enfin normalement à la face opposée, devait offrir à l'émergence tous les caractères d'un faisceau polarisé circulairement. FIG. 344.

L'expérience vérifia cette prévision. Fresnel constata que, dans ces circonstances, le faisceau émergent donnait deux images toujours également intenses, lorsqu'on l'éprouvait par un cristal bi-réfringent; et en accolant deux prismes semblables, il reconnut encore que le même faisceau incident, après avoir subi quatre réflexions intérieures sous l'angle de 54°, sortait polarisé rectilignement et dans le même plan qu'à l'incidence. La théorie indiquait ce résultat, les deux dernières réflexions devant détruire l'effet des deux premières. Or, en éprouvant successivement au moyen du prisme de verre ABCD, les deux rayons émergeant du triple prisme de quartz, on reconnaît qu'après avoir subi les deux réflexions totales, ils sortent polarisés à angle droit l'un de l'autre, dans deux plans faisant un angle de 45° avec le plan commun des réflexions. Il ne peut donc plus exister de doute, sur la véritable cause de la rotation que le quartz imprime aux plans de polarisation des rayons lumineux, qui le traversent dans la direction de son axe optique.

Rotation des plans de polarisation produite par des liquides.

651. Parmi les corps solides diaphanes, le quartz est le seul connu qui fasse tourner les plans de polarisation de la lumière qui le traverse. Mais plusieurs liquides et leurs vapeurs jouissent de cette propriété; tels sont, par exemple, l'huile essentielle de térébenthine et sa vapeur, qui font tourner les plans de polarisation toujours de droite à gauche; l'huile essentielle de citron et le sirop de sucre concentré, qui les font tourner toujours de gauche à droite. Un tube métallique suffisamment long, fermé aux deux bouts par des lames de verre parallèles, et qu'on remplit d'un de

ces liquides, suffit pour constater le phénomène dont il s'agit. On fait traverser le tube ainsi rempli, et dans le sens de sa longueur, par un faisceau de lumière, polarisé à l'incidence dans un plan connu de position, et l'on cherche ensuite la position du plan de polarisation de la lumière émergente, à l'aide d'un prisme bi-réfringent ou d'une plaque de tourmaline. M. Biot a conclu de ses expériences, que le plan de polarisation d'un rayon d'une même lumière rouge, qui tournait à droite ou à gauche d'un angle de 18° 24′ 50″, dans une lame de quartz d'un millimètre d'épaisseur, tournait vers la gauche, de 0° 16′ 16″, dans l'huile de térébenthine, et vers la droite de 0° 26′ 10″ dans l'huile de citron, de 0° 33′ 44″, dans le sirop de sucre; les épaisseurs traversées de ces liquides étant aussi d'un millimètre. Les rapports de ces angles paraissent être les mêmes pour toutes les couleurs.

Lorsqu'on emploie une dissolution provenant du mélange, en diverses proportions, d'un liquide sans action sur les plans de polarisation avec un des liquides actifs, ou de deux liquides agissant dans le même sens ou en sens contraires, la rotation totale est toujours égale à la somme ou à la différence des effets qui seraient produits séparément par chacun des liquides mélangés, en ayant égard à leurs masses relatives. M. Biot ayant découvert des dissolutions actives, autres que les liquides cités plus haut comme exemples, a reconnu que la même loi subsistait encore, lorsque ces substances devaient être considérées comme combinées chimiquement dans les dissolutions. Cette extension de la loi précédente semble indiquer que la propriété de faire tourner les plans de polarisation, dans un sens ou dans l'autre, appartient au système même de chaque particule pondérable, qui conserve toujours cette propriété, quel que soit l'état de mélange ou de combinaison où ce système se trouve associé. M. Biot a déduit de ses recherches sur ce sujet, des conséquences remarquables sur l'état de combinaison de diverses substances dissoutes dans certains liquides, qui prouvent que la rotation imprimée par ces dissolutions, aux plans de polarisation des rayons lumineux, fournit des indications, et même des mesures, que l'analyse chimique ne pourrait obtenir qu'imparfaitement.

QUARANTIÈME LEÇON.

Phénomènes de coloration des substances bi-réfringentes, produits par la lumière polarisée. — Lois des teintes colorées d'une lame mince cristallisée. — Théorie de Fresnel. Intensités de chaque couleur dans les images. Calcul des teintes. Constance des teintes. Cas des images blanches. Cas où la lumière sort de la lame totalement polarisée. — Cause des images blanches produites par la lumière naturelle. — Lois de l'interférence des rayons polarisés. Règle pour trouver la différence de phase des faisceaux interférents. — Anneaux colorés des lames cristallisées. Explication. Applications.

---

652. Les deux théories développées dans la leçon qui précède, et celle de la double réfraction, comprennent toutes les circonstances du phénomène général de la polarisation. Ainsi l'hypothèse des ondes lumineuses explique, avec la même perfection, non-seulement les lois géométriques de l'optique, le fait de la dispersion, les anneaux colorés et la diffraction, mais encore toutes les modifications que la lumière éprouve par la réflexion, par la réfraction, et par son passage à travers les substances cristallisées. Il restait à faire rentrer dans cette théorie générale do la lumière, une dernière classe de phénomènes, celle des teintes colorées que présentent dans certaines circonstances les lames minces cristallisées. Fresnel a fait voir que ces faits curieux, découverts par M. Arago, et dont M. Biot avait démêlé les lois, n'étaient que des conséquences très-simples de l'interférence des rayons de lumière, polarisés par leur passage à travers les lames cristallisées. Nous allons exposer cette nouvelle théorie partielle, dont la complication apparente réside uniquement dans la variété des effets produits. Voici d'abord la description du phénomène. Phénomènes de coloration des lames cristallisées.

653. L'appareil dont on se sert pour le produire, est analogue à celui décrit au paragraphe 563. Le tube noirci T contient deux diaphragmes ayant une même ouverture circulaire de 5 à 7 millim. de diamètre; une de ses extrémités E', inclinée vers la base, est munie d'un tambour portant une plaque mobile de verre noir ou d'obsidienne, destinée à donner par la réflexion un faisceau de lu- Appareil. Fig. 345.

mière polarisé qui doit suivre l'axe du tube. Mais c'est vers l'autre extrémité E que se trouve la partie principale de l'appareil. La lame mince cristallisée y est fixée sur l'ouverture O percée au centre d'un disque opaque D, qui peut tourner dans son plan au moyen d'une rainure circulaire; la plaque carrée C, où cette rainure est pratiquée, se meut autour d'un axe transversal A; enfin le châssis longitudinal L, qui supporte l'axe A, peut prendre différentes positions méridiennes relativement à l'axe du tube, à l'aide des douilles creuses K et K'; on peut appeler ce système le support de la lame cristallisée. Pour des expériences qui exigent plusieurs lames, on superpose les uns aux autres des systèmes semblables; nous supposerons qu'il n'y ait qu'un seul de ces supports.

L'appareil se termine vers le haut par une plaque C'; un disque D', semblable à celui D, peut tourner dans une rainure circulaire au centre de cette plaque; enfin ce disque présente une ouverture O, où l'on fixe un prisme bi-réfringent, de spath d'Islande par exemple, dont les faces latérales sont parallèles à l'axe, et qui est achromatisé par un prisme de verre; ce double prisme est placé transversalement, de telle manière que ses arêtes soient perpendiculaires à l'axe du tube. Tous les mouvements de rotation existant dans l'appareil sont mesurés par des limbes convenablement placés. Nous admettrons que la lame mince cristallisée provienne aussi d'un cristal à un seul axe, et que ses faces soient parallèles à cet axe optique. Pour le moment nous supposerons que la plaque C du support soit placée normalement à la direction du faisceau polarisé.

Teintes colorées des lames minces cristallisées.

654. Lorsque la lame est enlevée, et que le prisme bi-réfringent existe seul en O', le faisceau polarisé, qui traverse librement les deux diaphragmes et l'ouverture O, subit une double réfraction à travers ce prisme, et l'œil placé derrière aperçoit deux images, toujours blanches, inégalement intenses en général, et desquelles l'une disparaît, quand par la rotation du disque D', la section principale du prisme devient parallèle ou perpendiculaire au plan de polarisation du faisceau. Durant cette rotation, les deux images changent de positions relatives, et leur système semble tourner sur lui-même; mais ce mouvement, qui n'est qu'une conséquence des lois de la double réfraction, est étranger au phénomène qu'il s'agit de décrire ici, et nous n'en ferons plus mention.

Lorsqu'au contraire la lame existe seule, lors même qu'on l'incline sur l'axe du tube, la lumière polarisée y subit en réalité une double réfraction; mais cette lame est trop mince pour qu'il y ait une séparation sensible des deux faisceaux à l'émergence, et l'œil

placé en O′ n'aperçoit dans tous les cas qu'une seule image blanche stationnaire, et qui conserve la même intensité quand on fait tourner le disque D. Si la lame et le prisme étant à leurs places respectives, l'axe optique de la lame est parallèle ou perpendiculaire au plan de polarisation du faisceau, l'œil aperçoit encore des images toujours blanches, qui subissent les mêmes variations d'intensité que si la lame n'existait pas, quand on fait tourner le disque D′.

Mais lorsque la section principale de la lame n'est ni parallèle, ni perpendiculaire au plan de polarisation du faisceau, le phénomène change d'aspect : les deux images aperçues sont alors colorées, et leurs couleurs sont différentes. Si le prisme bi-réfringent a une épaisseur convenable, ces deux images se superposent en partie, et le lieu de leur superposition est exactement blanc ; ce qui prouve que leurs teintes sont complémentaires l'une de l'autre. La lame restant fixe, si l'on fait tourner le prisme, les couleurs des images restent les mêmes ; mais leur vivacité éprouve des variations très-sensibles ; leur éclat atteint son maximum, quand la section principale du prisme fait un angle de 45° avec celle de la lame ; les deux images passent par le blanc, et échangent entre elles leurs couleurs, quand ces deux sections principales deviennent parallèles ou perpendiculaires.

Les couleurs des images changent avec l'épaisseur de la lame, sa substance restant la même. Elles sont en général d'autant plus vives que la lame est moins épaisse. Il existe pour chaque espèce de lame une limite d'épaisseur au-dessus de laquelle la colorisation des images devient insensible. Cette limite est d'autant plus élevée, que les indiçes de réfraction principaux de la substance cristallisée diffèrent moins l'un de l'autre ; elle est d'un demi-millimètre environ pour le cristal de roche. Pour une même espèce de lames d'épaisseurs croissantes, que l'on soumet successivement à l'expérience, les couleurs de chaque image se succèdent périodiquement et suivent la même loi que celle des anneaux colorés.

Lorsqu'on n'emploie qu'une lumière homogène, les deux images sont inégalement intenses ; leur intensité relative varie avec la position du prisme, mais en général aucune des deux ne disparaît. Dans ce cas d'une lumière homogène, il existe une série d'épaisseurs, en progression arithmétique, pour lesquelles il n'existe plus qu'une seule image, dans deux positions rectangulaires de la section principale du prisme, c'est-à-dire que la lumière qui émerge de la lame est alors totalement polarisée dans un plan ; ce plan est, suivant les cas, ou parallèle au plan primitif de polarisation, ou bien fait avec

lui un angle dièdre partagé en deux parties égales par la section principale de la lame. Les séries d'épaisseurs qui donnent lieu à ce phénomène, pour les sept couleurs principales, différant très-peu dans leurs premiers termes, il en résulte que pour les épaisseurs de la lame, comprises parmi ces premiers termes supposés égaux, la lumière blanche produit des images incolores, inégalement intenses, et desquelles l'une disparaît pour des positions rectangulaires du prisme.

Lorsqu'on incline la lame sur le faisceau polarisé de lumière blanche, à l'aide des divers mouvements de rotation de son support, les couleurs des images changent, tantôt comme si l'épaisseur de la lame augmentait, tantôt comme si cette épaisseur diminuait. Les faits se compliquent encore plus, quand on introduit deux lames au lieu d'une dans le trajet de la lumière polarisée. Mais pour étudier dans tous leurs détails ces faits plus compliqués, il est presque indispensable d'en connaître la cause générale; la théorie de Fresnel est le moyen le plus sûr de découvrir leurs lois, et l'explication complète du fait le plus simple, qui vient d'être défini, suffira pour indiquer la marche à suivre dans ce genre de recherches.

Théorie de Fresnel. 655. Nous admettrons donc que le faisceau polarisé traverse normalement une seule lame cristallisée, tiallée parallèlement à son axe optique, avant d'atteindre le prisme bi-réfringent. Nous supposerons d'abord que la lumière employée soit homogène ou d'une seule couleur, rouge par exemple; que l représente la longueur d'ondulation dans l'air et τ la durée commune des vibrations correspondantes à cette espèce de lumière. Le problème qu'il s'agit de résoudre consiste à déterminer les intensités relatives des deux faisceaux qui émergent du prisme bi-réfringent.

Soient, sur un plan parallèle à la lame: C l'intersection de l'axe du faisceau incident; PCP' la trace de son plan de polarisation;
Fig. 346. LCL', RCR' les traces des sections principales de la lame et du prisme; a et b les angles que ces sections font avec le premier plan; pCp', lCl' rCr' des droites respectivement perpendiculaires à PCP', LCL', RCR'. D'après la définition de la lumière polarisée dans la théorie des ondes (§ 612), le mouvement vibratoire transmis par le faisceau incident a lieu parallèlement à pp'; les vibrations transmises par les deux faisceaux de lumière polarisés qui émergent de la lame, s'exécutent, suivant ll' pour celui qui a subi la réfraction ordinaire, suivant LL' pour celui qui provient de la réfraction extraordinaire; enfin rr' et RR' sont, à la sortie du prisme bi-réfringent, les directions du mouvement vibratoire pour les faisceaux ordinaire et extraordinaire.

Si l'on prend pour unité le coefficient de la vitesse de vibration dans le faisceau incident, l'unité représentera aussi l'intensité de la lumière apportée par ce faisceau. A la sortie de la lame, la vitesse de vibration, de coefficient 1, primitivement dirigée suivant Cp, s'est décomposée en deux autres, l'une suivant Cl, ayant pour coefficient cos. a, l'autre suivant CL' dont le coefficient est sin. a. Ainsi le faisceau polarisé suivant PP', et d'intensité 1, s'est partagé, par son passage à travers la lame, en deux faisceaux; l'un F_o ayant pour intensité $\cos.^2 a$, polarisé suivant le plan de la section principale; l'autre F_e d'intensité $\sin.^2 a$, polarisé perpendiculairement à cette section. Lors même que la lame est inclinée, ces deux faisceaux, n'ayant pu subir qu'une bifurcation tout-à-fait insensible dans la petite épaisseur de la lame, se confondent à l'émergence, et tombent réunis sur le prisme bi-réfringent.

A la sortie de ce prisme, la vitesse de vibration, de coefficient cos. a, apportée par le faisceau F_o, et dirigée suivant ll', s'est décomposée en deux autres, l'une suivant Cr, ayant pour coefficient cos. a cos. $(a-b)$, l'autre sur CR dont le coefficient est cos. a sin. $(a-b)$. Ainsi le faisceau F_o, dont l'intensité était $\cos.^2 a$, et qui était polarisé suivant la section principale de la lame, s'est partagé en deux parties, la première $F_{o+o'}$, d'intensité $\cos.^2 a \cos.^2 (a-b)$, polarisée suivant la section principale du prisme, la seconde $F_{o+e'}$, d'intensité $\cos.^2 a \sin.^2 (a-b)$ polarisée normalement à cette section. Pareillement la vitesse de vibration dont le coefficient est sin. a, qui est apportée par le faisceau F_e, et dirigée suivant CL', se trouve décomposée à la sortie du prisme en deux autres vitesses de vibration, l'une parallèle à CR' ayant pour coefficient sin. a cos. $(a-b)$, l'autre suivant Cr et de coefficient sin. a sin. $(a-b)$. Ainsi le faisceau F_e, d'intensité $\sin.^2 a$, et polarisé normalement à la section principale de la lame, se trouve partagé à la sortie du prisme, en deux parties, la première $F_{e+e'}$, d'intensité $\sin.^2 a \cos.^2 (a-b)$, polarisée normalement à la section principale du prisme; la seconde $F_{e+o'}$, d'intensité $\sin.^2 a \sin.^2 (a-b)$, polarisée suivant cette même section.

Par cette suite de décompositions, la lumière totale I_o qui sort du prisme après y avoir subi la réfraction ordinaire, et qui, totalement polarisée suivant le plan dont RCR' est la trace, transmet des vibrations parallèles à rCr', se trouve contenir les deux faisceaux $F_{o+o'}$, $F_{e+o'}$, ayant respectivement pour intensités $\cos.^2 a \cos.^2 (a-b)$, $\sin.^2 a \sin.^2 (a-b)$. Pareillement la lumière totale I_e, qui émerge du prisme polarisée suivant le plan rCr', et qui transmet

des vibrations parallèles à RCR′, se trouve composée des deux faisceaux $F_{o+e'}$, $F_{e+o'}$, dont les intensités sont respectivement $\cos.^2 a \sin.^2 (a-b)$, $\sin.^2 a \cos.^2 (a-b)$. Si les phases des vibrations apportées en un même point par les deux faisceaux partiels de chaque groupe I_o ou I_e étaient les mêmes, il suffirait d'ajouter les intensités de ces faisceaux pour avoir celle de l'image ordinaire ou extraordinaire; mais ces phases diffèrent en général l'une de l'autre. Deux causes peuvent contribuer à établir cette différence.

Causes des différences de phase des faisceaux interférents.

656. La première est due aux retards divers qu'ont éprouvés, dans la lame, les deux lumières $F_{o+o'}$, $F_{e+o'}$, ou $F_{o+e'}$, $F_{e+e'}$, lesquelles proviennent respectivement des faisceaux F_o et F_e qui ont dû subir dans cette lame, l'un la réfraction ordinaire, l'autre la réfraction extraordinaire. Pour évaluer ces retards, il suffit de multiplier successivement l'épaisseur connue de la lame, par les deux indices de réfraction, ordinaire et extraordinaire, de la substance cristallisée dont cette lame est extraite; les deux produits obtenus E et E′ donneront les chemins qui seraient parcourus dans l'air par la lumière employée, durant deux temps égaux à ceux que la lumière met à parcourir la lame, avec les vitesses des rayons ordinaire et extraordinaire. Et la différence des retards dus à cette première cause, pour les deux faisceaux partiels de chaque *groupe* I_o *et* I_e, sera (E—E′).

La seconde cause provient des signes relatifs des deux vitesses de vibration, correspondantes à chaque groupe de faisceaux partiels. Pour concevoir la nécessité d'avoir égard à cette seconde cause, faisons abstraction de la première, ou supposons que les faisceaux F_o et F_e arrivent avec la même phase au prisme bi-réfringent; les décompositions de leurs mouvements vibratoires s'opérèront en même temps. Si à une certaine époque l'un apporte une vitesse dirigée de C en L′, les deux composantes de ces vitesses, parallèles à *rr′*, pousseront toutes les deux la molécule C vers *r*, en sorte que ces composantes ajouteront leurs effets; les vitesses de vibration du groupe I_o auront donc le même signe. Mais les composantes des deux vitesses primitives, parallèlement à RR′, tendront à faire mouvoir la molécule C, l'une de C vers R, l'autre de C vers R′, en sorte que l'effet de l'une diminuera celui de l'autre; les deux vitesses de vibration du groupe I_e seront donc des signes contraires, ou bien il faudra, si on les ajoute, considérer leurs phases comme différant d'une demi-longueur d'ondulation.

Intensités de chaque couleur dans les deux images de la lame.

657. Ainsi, en ajoutant de part et d'autre les différences de phases occasionnées par les deux causes qui viennent d'être indi-

quées, le groupe I_o se trouve composé de deux faisceaux dont les phases diffèrent de (E—E′), et qui ont pour intensités $\cos.^2 a \cos.^2 (a-b) \sin.^2 a \sin.^2 (a-b)$; et le groupe I^e comprend deux faisceaux, dont les phases diffèrent de $(E - E' + \frac{1}{2} l)$, et dont les intensités sont $\cos.^2 a \sin.^2 (a-b)$, $\sin.^2 a \cos.^2 (a-b)$. Les formules, concernant la composition des mouvements vibratoires parallèles, du paragraphe 578, donnent alors pour les intensités I_o et I_e, des deux images aperçues à travers le prisme :

$$(1) \left\{ \begin{aligned} I_o &= \cos.^2 a \cos.^2 (a-b) + \sin.^2 a \sin.^2 (a-b) \\ &+ 2 \sin. a \cos. a \sin. (a-b) \cos. (a-b) \cos. 2\pi \left(\frac{E-E'}{l}\right), \\ I_e &= \cos.^2 a \sin.^2 (a-b) + \sin.^2 a \cos.^2 (a-b) \\ &- 2 \sin. a \cos. a \sin. (a-b) \cos. (a-b) \cos. 2\pi \left(\frac{E-E'}{l}\right). \end{aligned} \right.$$

Par des transformations faciles, ces deux expressions prennent les formes suivantes :

$$(2) \left\{ \begin{aligned} I_o &= \cos.^2 b - \sin. 2a \sin. 2(a-b) \sin.^2 \pi \left(\frac{E-E'}{l}\right), \\ I_e &= \sin.^2 b + \sin. 2a \sin. 2(a-b) \sin.^2 \pi \left(\frac{E-E'}{l}\right), \end{aligned} \right.$$

et l'on voit que la somme de ces intensités est égale à l'unité, ou qu'elle reproduit l'intensité du premier faisceau polarisé.

Ainsi le faisceau polarisé primitif, de couleur homogène, se trouve finalement partagé en deux parties en général inégales, qui donnent aux images des intensités différentes. Il suit de la faible variation des indices de réfraction, ordinaire ou extraordinaire, quand on passe d'une couleur à une autre, que la différence de phase (E—E′), calculée comme il est dit plus haut, conservera à très-peu près une valeur constante pour toutes les couleurs. Nous admettrons cette constance de valeur, dans le but de simplifier la discussion des formules précédentes ; il sera d'ailleurs facile de s'assurer que les conséquences déduites n'éprouveraient pas de modifications essentielles, si l'on tenait compte des petites variations de la quantité (E—E′).

658. D'après cela, si la lumière polarisée soumise à l'expérience est blanche ou composée, voici ce qu'il faut faire pour déterminer les teintes des deux images, correspondantes à des valeurs connues de a et de b. On divise la différence des chemins parcourus (E—E′), successivement par les longueurs d'ondulation des sept couleurs principales. Les quotients obtenus, substitués dans les formules (2), donnent sept groupes de valeurs de I_o et I_e. Les sept valeurs de I_o Détermination des teintes.

représentent les intensités relatives des couleurs principales dans l'image ordinaire, et en leur appliquant la règle empirique de Newton, on obtient la teinte de cette image. La même règle appliquée aux sept valeurs de I_e donnerait la teinte de l'image extraordinaire; il est évident d'ailleurs que cette dernière doit être complémentaire de la première, puisque d'après les formules (2), $I_o + I^e$ est toujours égal à l'unité pour chaque couleur partielle. Fresnel a fait ce calcul des teintes dans plusieurs circonscestan, et les résultats se sont toujours accordés avec les données de l'observation. Cette vérification était la plus importante à faire; mais la facilité avec laquelle les lois, que nous avons énoncées plus haut se déduisent de la théorie précédente, bannit tout doute sur sa réalité.

Constance des teintes.

659. Les teintes des deux images doivent rester les mêmes, et changer seulement de vivacité, lorsque l'épaisseur de la lame et la différence (E—E') conservant la même valeur, les sections principales de la lame et du prisme changent de position, ou lorsque a et b varient. Pour le faire concevoir, il faut remarquer que si les valeurs (2) de I_o et I_e se réduisaient à leurs premiers termes $\cos.^2 b$ et $\sin.^2 b$, le rapport de ces intensités resterait le même, en passant d'une couleur à l'autre, en sorte que les images seraient blanches; c'est-à-dire que la lumière blanche d'intensité 1, se partagerait sans se décomposer entre les deux images, et leur donnerait deux intensités inégales $\cos.^2 b$ et $\sin.^2 b$. Mais l'existence et l'identité de valeur absolue des seconds termes, dans les expressions (2), indique que le partage du faisceau incident ne se fait pas ainsi. Une portion de chaque couleur, représentée par le produit $\sin. 2a \sin. 2(a-b) \sin.^2 \pi\left(\frac{E-E'}{l}\right)$, a été en quelque sorte enlevée à l'une des images, pour venir renforcer l'autre. Tant que le produit $\sin. 2a \sin. 2(a-b)$ est positif, c'est l'image extraordinaire qui gagne, et l'image ordinaire qui perd; l'inverse a lieu lorsque le même produit est négatif.

Si cet emprunt avait la même valeur numérique pour toutes les couleurs, les deux images seraient encore blanches, la part de l'une se trouverait seulement augmentée aux dépens de l'autre. Mais cet emprunt diffère d'une couleur à l'autre, à cause de la variation du facteur $\sin.^2 \pi\left(\frac{E-E'}{l}\right)$; l'image favorisée aura donc soustrait à son profit des quantités inégales des différentes couleurs; elle devra donc gagner, par cette soustraction inégale, une teinte composée qui sera perdue par la seconde image. Cette teinte

dépend uniquement des rapports qui existent entre les quantités des couleurs soustraites. Or ces rapports se réduisent à ceux des différentes valeurs que prend le facteur $\sin^2 \pi \left(\frac{E-E'}{l}\right)$ dans la série des couleurs, puisque les facteurs $\sin. 2a$, $\sin. 2(a-b)$, sont constants pour tous les termes de cette série. Les teintes des deux images, complémentaires l'une de l'autre, resteront donc les mêmes pour toutes les valeurs de a et b ; de plus leur vivacité sera proportionnelle au carré $\sin.^2 2a \sin.^2 2(a-b)$, c'est-à-dire changera avec b, a restant constant. Il faut remarquer aussi que chacune des deux teintes n'appartient pas exclusivement à l'une des images, mais qu'elle passe successivement d'une image à l'autre, à chaque changement de signe du facteur $\sin. 2a \sin. 2(a-b)$.

660. Si les couleurs homogènes qui composent la lumière blanche étaient en nombre fini, s'il n'existait, par exemple, que sept couleurs auxquelles correspondraient des longueurs d'ondulations fixes, la somme des emprunts inégaux faits par une image à l'autre, occasionnerait toujours des teintes dans ces deux images, quelque grande que fût l'épaisseur de la lame ou la différence $(E-E')$. Mais comme chaque couleur principale du spectre possède en réalité une infinité de longueurs d'ondulations différentes, il arrive que l'emprunt correspondant à cette couleur est lui-même composé d'une série de termes d'autant plus différents en grandeur que $(E-E')$ est plus sensible. Lorsque l'épaisseur de la lame est suffisamment grande, ou que $(E-E')$ contient un très-grand nombre d'ondulations de chaque espèce, les termes de la série passent par tous les états de grandeur compris entre zéro et $\sin. 2a \sin. 2(a-b)$, les séries correspondantes aux différentes couleurs deviennent identiques, et les images sont blanches. Nécessité de la petite épaisseur de la lame.

Mais lorsque la lame a une très-petite épaisseur, ou que $(E-E')$ ne contient qu'un petit nombre d'ondulations de chaque espèce, les termes de la série correspondante à chaque couleur, ont des grandeurs qui n'embrassent qu'une portion limitée de l'intervalle compris entre zéro et $\sin. 2a \sin. 2(a-b)$; cette portion varie de position entre ces limites extrêmes, pour les différentes couleurs, et la coloration des images devient possible. Mais quand cette portion s'agrandit, c'est-à-dire quand l'épaisseur de la lame augmente, les valeurs totales des séries différentes tendent vers l'égalité, et les vivacités des teintes doivent s'affaiblir. Ainsi les formules (2) indiquent que les teintes des images sont complémentaires; qu'elles restent les mêmes, à leur vivacité près, pour une même épaisseur

de la lame, quand on change la position du prisme; enfin que le phénomène de la coloration de ces images n'est sensible qu'avec des lames très-minces. Les autres lois de ce phénomène s'expliquent facilement.

Cas des images blanches.

661. Pour que les images soient blanches, il faut que le rapport $I_o : I_e$ reste constant, pour toutes les couleurs homogènes du spectre; ce qui exige que le terme en $\frac{E-E'}{l}$ disparaisse, ou que l'on ait sin. $2a$ sin. $2(a-b)=0$. Cette relation est satisfaisante pour $a=0$ et $a=\frac{\pi}{2}$, quel que soit b, et pour $b=a$, $b=a+\frac{\pi}{2}$, quel que soit a. C'est-à-dire que les images sont toujours blanches, quand la section principale de la lame est parallèle ou perpendiculaire au plan de polarisation primitif, quelle que soit la position du prisme; et que, pour toute position de la lame différente des précédentes, les deux images deviennent blanches, lorsque les sections principales de la lame et du prisme sont perpendiculaires. Pour une même valeur de a, la vivacité des teintes dépend de la grandeur du carré sin.$^2 2a$ sin.$^2 2(a-b)$, son maximum devra donc avoir lieu, quand on aura sin.$^2 2(a-b=1$, d'où $b=a+45°$; c'est-à-dire lorsque les sections principales de la lame et du prisme feront entre elles un angle de 45°.

Cas où la lumière sortant de la lame est polarisée.

662. Lorsque le faisceau incident est d'une couleur homogène, le rapport $I_o : I_e$ varie avec b, pour une valeur constante de a. Mais d'après la loi de formation des groupes I_o et I_e, l'intensité de l'un d'eux ne peut devenir nulle pour aucune valeur de b, ou ce qui est la même chose, la lumière homogène qui émerge de la lame ne peut être totalement polarisée dans un même plan, que si la section principale de cette lame est parallèle ou perpendiculaire au plan de polarisation primitif; ou bien si, a restant constant, la différence de phase $(E-E')$ est un multiple de $\frac{l}{2}$. Dans le 1er cas le faisceau incident suit tout entier dans la lame la loi du rayon ordinaire ou extraordinaire et conserve alors à sa sortie son plan de polarisation. Dans le second cas l'un des groupes I_o ou I_e se trouve composé de deux faisceaux partiels, dont les phases diffèrent d'une demi-ondulation, et qui sont conséquemment en discordance complète; ce groupe donnera donc une lumière nulle, pour les valeurs de b qui rendront égales entre elles les intensités de ces deux faisceaux, et il est facile de voir que cette condition présente deux solutions.

La lumière homogène qui émerge de la lame est donc toujours totalement polarisée, quel que soit a, lorsque la différence $(E-E')$

est égale à un nombre entier n de demi-ondulations, ou lorsque l'épaisseur de la lame est un des termes d'une progression arithmétique dont il est facile de trouver la raison. Le plan de polarisation de cette lumière peut se déterminer aisément à l'aide des formules (1) ; il faut distinguer deux cas différents, suivant que le nombre n est pair ou impair. Dans le premier cas cos. $2\pi\left(\frac{E-E'}{l}\right)$ est égal à $+1$, et l'on a évidemment $I_o = \cos.^2 b$, $I_e = \sin.^2 b$; I_e devient nul pour $b=0$, I_o pour $b=\frac{\pi}{2}$; ce qui indique que la lumière, à sa sortie de la lame, est polarisée dans le même plan que le faisceau primitif. Dans le second cas cos. $2\pi\left(\frac{E-E'}{l}\right)$ est égal à -1, et l'on trouve facilement $I_o = \cos.^2(2a-b)$, $I_e = \sin.^2(2a-b)$; $I_e = 0$ pour $b=2a$; d'où l'on conclut qu'alors le plan de polarisation de la lumière qui a traversé la lame, fait avec celui du faisceau incident, un angle dièdre que la section principale de cette lame partage en deux parties égales.

663. Il reste à expliquer pourquoi le phénomène de coloration des images ne peut être produit que par une lumière incidente polarisée, tandis qu'avec la lumière naturelle ces images restent toujours blanches et d'égale intensité, quelles que soient l'épaisseur de la lame mince cristallisée, et les positions relatives de la lame et du prisme. Supposons qu'après avoir enlevé le tambour inférieur, on fixe le tube dans une position horizontale, et qu'on y introduise un faisceau de lumière naturelle, parallèle à son axe; supposons encore que dans le trajet de ce faisceau, on place un verre coloré qui ne laisse tomber sur la lame qu'une lumière homogène; et cherchons quelles devront être les intensités des deux images vues à travers le prisme. Causes des images blanches produites par la lumière naturelle.

Le faisceau incident, dont nous représenterons l'intensité par 2, peut être considéré comme l'ensemble de deux faisceaux d'une même intensité 1, polarisés à angle droit, l'un suivant PP', l'autre suivant pp'. Si le 1er existait seul, les images, ordinaire et extraordinaire, auraient les deux intensités I_o et I_e calculées plus haut. Pour déduire des mêmes formules (2) les intensités I'_o et I'_e, que donnerait à ces deux images le second faisceau existant seul, pour les mêmes positions de la lame et du prisme, il suffit d'imaginer que, les sections principales LL' et RR' conservant leurs places, le plan PP' tourne vers la droite pour venir se confondre avec pp' ; ce qui revient à changer l'origine des angles a et b. C'est-à-dire qu'on obtiendra les valeurs cherchées de I'_o et I'_e, en changeant a et b,

dans les formules (2), en $\left(\frac{\pi}{2}-a\right)$ et $\left(\frac{\pi}{2}-b\right)$; ce qui donne évidemment : $I'_o = I_e$, $I'_e = I_o$.

Si les faisceaux polarisés à angle droit, que l'on admet pouvoir remplacer la lumière naturelle, avaient la même phase lorsqu'ils atteignent la lame, les deux groupes I_o et I'_o ou bien I_e et I'_e, qui concourent à produire une des images, auraient au contraire des phases différentes, variables avec les angles a et b, et avec l'épaisseur de la lame. C'est ce dont il est facile de s'assurer, en calculant pour chaque groupe la valeur de tang. $2\pi\frac{\Phi}{l}$; Φ représentant la phase unique, résultante des deux faisceaux partiels qui composent ce groupe. Il suivrait de là que l'intensité de chaque image ne serait pas égale à la somme des intensités des deux groupes concourants, et varierait avec la différence de leurs phases. D'où résulterait enfin que de la lumière blanche naturelle pourrait produire des images colorées. Mais d'abord les deux faisceaux polarisés à angle droit, et d'égale intensité, dont l'ensemble peut tenir lieu de lumière naturelle, ne doivent pas avoir la même phase : car si cela était, ayant d'ailleurs la même intensité, ils formeraient étant réunis un autre faisceau, d'intensité double, polarisé suivant un plan qui ferait un même angle de 45° avec leurs deux plans de polarisation; ce qui ne serait plus de la lumière naturelle.

En réalité la différence de phase des deux faisceaux dont il s'agit varie sans cesse. Car si l'impossibilité de produire aucun phénomène d'interférence, avec des rayons de lumière provenant de deux sources différentes, prouve que les ondes lumineuses émanées d'une même source sont soumises à des retards irréguliers (§ 584), il faut admettre que les perturbations qui occasionnent ces retards, produisent aussi des changements brusques dans la direction des mouvements vibratoires; or il résulte de ces changements brusques, que les composantes rectangulaires des mouvements imprimés, ramenées ensuite sur une même direction, doivent passer rapidement de l'état d'accord à celui de discordance, et produire une lumière uniforme, pour l'œil inhabile à saisir ces alternatives.

Ainsi les deux groupes I_o et I'_e sont dans le même cas que deux lumières provenant de deux sources différentes, et la clarté de l'image ordinaire est simplement la somme de leurs intensités; pareillement l'intensité de l'image extraordinaire est égale à $I_e + I'_e$. Or il résulte des relations trouvées plus haut, que

$$I_o + I'_o = I_e + I'_e = I_o + I_e = 1.$$

On doit donc conclure de là que la réunion des deux faisceaux d'égale intensité, polarisés en sens contraire, qui composent un faisceau naturel de couleur homogène, produit toujours deux images également intenses. D'où il suit qu'avec la lumière naturelle blanche ou composée, les couleurs se partagent par moitié entre les deux images, qui restent conséquemment incolores et d'égale clarté, comme l'expérience l'indique.

664. Il importe de remarquer que des images I_o' et I_e', produites par le faisceau polarisé suivant pp', c'est celle ordinaire I_o' qui résulte du concours de deux faisceaux partiels dont la différence de phase, provenant des retards dans la lame, doit être augmentée d'une demi-ondulation; tandis que des images I_o et I_e, que donne le faisceau popularisé suivant PP', c'est celle extraordinaire I_e pour laquelle la différence des phases doit être ainsi modifiée. On reconnaît facilement, d'après les rapports de grandeur des angles a et b, celle des deux images à laquelle correspond la modification dont il s'agit, soit en discutant les formules (1), soit en répétant dans chaque cas les décompositions des mouvements vibratoires qui conduisent à ces formules. Mais on peut établir la règle suivante qui dispense de faire ces recherches, et dont il est aisé de se rendre compte en réfléchissant à la seconde des causes définies au paragraphe 656. Règle pour la différence de phase des faisceaux interférents.

La question peut se résumer ainsi. Un faisceau de lumière F, polarisé suivant un plan P, est décomposé en deux autres de même direction F' et F'', polarisés à angle droit suivant des plans P' et P''; par une nouvelle décomposition, certaines parties des faisceaux F' et F'' se réunissent en un même groupe I, polarisé suivant un plan P'''; les plans P, P', P'', P''', se coupent tous sur une même droite, axe commun de tous les faisceaux; le plan P est nécessairement compris entre P' et P''; enfin les faisceaux F' et F'' ont éprouvé des retards différents dans leur trajet. Il s'agit de déterminer la différence de phase des deux faisceaux partiels qui composent le groupe I. Voici la règle à suivre. La différence de phase cherchée ne dépend que des retards de F' et F'', si le plan P''' est compris dans le même angle dièdre droit P'AP'' que le plan P; dans le cas contraire, il faut ajouter une demi-ondulation, à la différence provenant de ces retards. Les figures 347 et 348 représentent les traces des plans de polarisation successifs, sur un plan perpendiculaire à l'axe commun des faisceaux; la figure 347 se rapporte au premier cas, et la figure 348 au second. Fig. 347. et 348.

Lois de l'interférence des rayons polarisés.

665. Toutes les circonstances du phénomène de la coloration des lames minces cristallisées étant complétement d'accord avec la théorie de Fresnel, on peut déduire de cette théorie, ainsi vérifiée, et comme une suite de corollaires, plusieurs lois relatives à l'interférence des rayons polarisés. 1° Deux faisceaux de lumière, provenant d'une même source, parallèles ou faisant entre eux un très-petit angle, polarisés à angle droit ou en sens contraires, et qui échappent conséquemment à toute interférence, peuvent acquérir la propriété de s'interférer lorsqu'ils sont ramenés à un plan commun de polarisation. 2° Mais il faut pour cela que ces deux faisceaux aient été primitivement polarisés suivant un même plan; car s'ils résultaient d'un faisceau de lumière naturelle, leur interférence ne pourrait jamais avoir lieu, alors même qu'on leur donne une polarisation analogue. 3° Quand cette condition essentielle est remplie, l'effet de l'interférence des deux faisceaux polarisés en sens contraires, et ramenés ensuite à un même plan de polarisation, résulte, tantôt de la différence des retards qu'ils ont éprouvés, depuis la décomposition du faisceau polarisé primitif qui les a produits, tantôt de cette même différence augmentée d'une demi-ondulation de chaque espèce de lumière comprise dans ces faisceaux; et la règle du paragraphe précédent indique lequel de ces deux *effets doit* avoir lieu. Ces lois ont été déduites, par MM. Arago et Fresnel, d'expériences faites directement, à l'aide des appareils que fournissent les phénomènes de la diffraction.

Appareil des tourmalines.

666. Il résulte de ces lois que les deux faisceaux polarisés diversement, qui sortent d'un cristal bi-réfringent, peuvent donner des phénomènes d'interférence, quand ils sont ramenés à posséder un même plan de polarisation, pourvu qu'ils proviennent tous les deux d'un même faisceau polarisé, et que la différence des retards qu'ils ont éprouvés dans le cristal ne comprenne qu'un petit nombre d'ondulations de chaque espèce de lumière. La première condition sera remplie, si l'on fait tomber sur le cristal un faisceau polarisé par réflexion, ou plus simplement si l'on introduit, dans le trajet du faisceau incident de lumière naturelle, une plaque de tourmaline suffisamment épaisse, dont les faces soient parallèles à son axe optique; par ce dernier procédé la lumière qui atteint le cristal est totalement polarisée, dans un plan perpendiculaire à l'axe de la plaque de tourmaline. On peut encore se servir d'une plaque semblable, pour ramener à un plan commun de polarisation les deux faisceaux émergents; l'œil placé derrière cette seconde tourmaline n'aperçoit que l'image extraordinaire, présentant des phéno-

mènes d'interférence, si toutefois la seconde condition se trouve satisfaite.

667. La différence des retards éprouvés par les deux faisceaux, dans la substance bi-réfringente, peut devenir très-petite dans un grand nombre de circonstances très-différentes. Si l'on se sert d'une seule lame cristallisée suffisamment mince, elle donne toujours des traces de coloration ou des signes d'interférence, quelles que soient la direction de son axe par rapport à ses faces, et son inclinaison sur le faisceau incident, pourvu qu'il y ait pour chaque couleur deux ondes planes réfractées intérieurement, de vitesses différentes. Quand la substance bi-réfringente a des indices de réfraction principaux très-différents, il est impossible de la tailler en lames assez minces, pour que le phénomène de sa coloration puisse être observé; c'est ce qui arrive par exemple pour le spath d'Islande. Mais on peut en accouplant avec un cristal épais de cette substance, un cristal d'une autre nature et d'épaisseur convenable, produire la coloration de l'image. Duplications parallèle et croisée.

Les deux cristaux ayant leurs faces parallèles entre elles et à l'axe optique, que nous supposons unique pour chacun de ces cristaux, on les place l'un sur l'autre, de telle manière que leurs sections principales soient suivant les cas perpendiculaires ou parallèles. Si pour les deux cristaux, le rayon ordinaire a une plus grande ou une moindre vitesse que le rayon extraordinaire, c'est la position perpendiculaire, ou la *duplication croisée*, qu'il faut prendre. Mais si l'un des cristaux est attractif, et l'autre répulsif (§ 555), il faut que les sections principales soient parallèles, ou se servir de la *duplication parallèle*.

Il est aisé de voir que dans les deux cas, et par cette disposition diverse, celui des deux faisceaux réfractés, qui aura marché plus vite que l'autre dans le premier cristal, se propagera au contraire moins vite dans le second; en sorte que les deux faisceaux sortant du système bi-réfringent auront une différence de phase qui pourra être très-petite, quelque épaisses que soient les lames accouplées, pourvu que leurs épaisseurs soient dans un rapport convenable. Par exemple, en accolant une lame de spath d'Islande avec une lame de quartz, par la duplication parallèle, on peut obtenir une image colorée avec l'appareil des deux tourmalines.

668. Il est une position particulière d'une lame bi-réfringente, d'épaisseur quelconque, qui remplit toujours la condition d'offrir des faisceaux émergents ayant une faible différence de phase. Il suffit pour cela que la lame soit inclinée sur le faisceau inci- Anneaux colorés des lames cristallisées.

dent, de telle manière que les rayons réfractés intérieurement suivent des directions très-voisines de celle d'un axe optique. Supposons qu'il s'agisse d'un cristal à un axe, présentant deux faces parallèles, taillées perpendiculairement à cet axe, et qu'ayant placé cette lame entre les deux tourmalines, on regarde à travers ce système un point du ciel suffisamment clair. On observe alors une suite d'anneaux colorés concentriques, dont le système est coupé, suivant les cas, par des croix blanches ou obscures, et qui sont d'autant plus dilatés que la lame est moins épaisse.

Explication de ce phénomène.

669. Il est facile de concevoir la cause de ce phénomène. La lumière qui, tombant sur le système dans toutes les directions, peut entrer dans l'œil, forme à l'émergence un faisceau conique de rayons. Chacun de ces rayons apporte deux portions de lumières, qui ont subi dans le cristal, l'une la réfraction ordinaire, l'autre la réfraction extraordinaire, avec des vitesses très-peu différentes ; car dans le voisinage de l'axe optique du cristal, les deux nappes courbes de la surface des ondes sont très-voisines. Ce rayon offrira donc une teinte particulière, dépendant de la différence des retards éprouvés dans le cristal par les deux rayons partiels qui le composent, et de l'ordre dans lequel s'est successivement opéré le mouvement de leur *plan de polarisation*.

Or cette différence varie d'un rayon à l'autre dans le faisceau conique. Elle augmente avec l'obliquité du rayon, considéré dans un même plan méridien, comme s'il s'agissait d'une lame mince de plus en plus épaisse, puisque les deux portions de lumière qui cheminent sur ce rayon, ont été réfractés suivant des directions de plus en plus éloignées de l'axe optique, et ont conséquemment éprouvé des retards plus dissemblables. Les teintes se succéderont donc, dans un même plan passant par l'axe du faisceau conique, comme celles observées par Newton dans le phénomène des anneaux colorés, et leur vivacité sera d'autant moindre qu'elles seront observées plus obliquement.

Mais la marche successive des plans de polarisation des lumières interférentes, constitue une autre cause, qui rend inégale la vivacité de la teinte, pour une même obliquité ou pour un même anneau, lorsqu'on passe d'un plan méridien à un autre, et qui peut même la transformer en sa teinte complémentaire. En effet, pour rechercher la teinte, d'un point terminé M, sur un anneau pour lequel (E—E') conserve une même valeur, on peut se servir de la valeur générale I^e (2) (§ 657), b représentant l'angle des

sections principales des deux tourmalines, et a l'angle que fait avec le plan primitif de polarisation, celui normal aux trois lames cristallisées, passant par le centre de l'anneau et par le point M; car ce dernier plan est la section principale du cristal, dans laquelle se sont réfractées les deux portions de lumière dont l'interférence produit la teinte du point M.

Or cette dernière section principale change de position avec le point M. On obtiendra donc les intensités variables de chaque couleur élémentaire, pour les différentes parties de l'anneau considéré, en faisant varier l'angle a dans l'expression I_e (2), celui b restant constant. Ainsi, comme pour une lame mince, la teinte reste la même sur l'anneau, et change seulement de vivacité, tant que le produit $\sin. 2a \sin. 2(a-b)$ conserve le même signe; mais si ce signe vient à changer, la teinte se transforme dans sa complémentaire.

Supposons, par exemple, que b soit nul, ou que les axes des tourmalines soient parallèles; I_e devient égal à $\sin.^2 2a \sin.^2 \pi\left(\frac{E-E'}{l}\right)$; il disparaît pour a égal à un nombre quelconque de quadrans, quels que soient $(E-E')$ et l, c'est-à-dire pour toutes les couleurs et tous les anneaux; le phénomène devra donc présenter une lumière nulle, sur deux lignes rectangulaires, parallèle et perpendiculaire à la direction du plan de polarisation primitif. Si l'on suppose au contraire que $b=\frac{\pi}{2}$, ou que les axes des tourmalines soient perpendiculaires, on a $I_e=1-\sin.^2 2a \sin.^2 \pi\left(\frac{E-E'}{l}\right)$, valeur qui donne l'unité quand on l'ajoute à la précédente; ce qui indique que l'image observée dans ce nouveau cas doit être, en tous ses points, complémentaire de la première; de plus, lorsque a égale un nombre entier de quadrans, I_e devient l'unité pour tous les anneaux et toutes les couleurs; les deux droites rectangulaires, noires dans la première image, seront donc blanches dans celle-ci. L'expérience confirme ces conséquences et toutes celles qu'on déduit d'une discussion plus approfondie. FIG. 349.

670. Les cristaux à deux axes produisent un phénomène analogue au précédent, et qui s'explique de la même manière. Dans la plupart de ces cristaux les axes optiques sont très-rapprochés, en sorte qu'une lame, taillée perpendiculairement à celui des axes d'élasticité qui partage leur angle aigu en deux parties égales, peut produire à la fois, lorsqu'elle est placée entre deux tourmalines, les deux systèmes d'anneaux correspondants aux deux axes optiques. Mais alors les anneaux ne sont plus circulaires. D'après des FIG. 350.

Utilité du phénomène des anneaux.

mesures prises par M. Herschel, ils paraissent prendre les formes de *la lemniscate*, genre de courbe très-connue des géomètres, et qui est telle que le produit de ses rayons vecteurs à deux *points* fixes est constant. Après avoir comparé les grandeurs et les *positions* des anneaux produits successivement avec différentes couleurs homogènes, M. Herschel a conclu que les axes optiques varient de position d'une couleur à une autre, pour chaque cristal. Des expériences plus récentes indiquent que les axes d'élasticité eux-mêmes changent de direction. Le phénomène des anneaux colorés, produits par les axes optiques des substances cristallisées, donne un moyen précieux de déterminer leur position, et même de reconnaître si un cristal donné en possède un seul ou deux.

FIN DU SECOND VOLUME.

TABLE DES MATIÈRES

DU SECOND VOLUME.

Nota. Les paragraphes marqués d'un astérisque contiennent des théories ou des développements qui ne sont pas exigibles dans les examens que l'on fait subir aux Élèves de l'École Polytechnique.

VINGT-CINQUIÈME LEÇON.

VIBRATIONS DES CORPS SONORES.

VINGT-SIXIÈME LEÇON.

PROPAGATION DU SON.

VINGT-SEPTIÈME LEÇON.

SENSATION DU SON.

VINGT-HUITIÈME LEÇON.

INSTRUMENTS DE MUSIQUE.

VINGT-NEUVIÈME LEÇON.

OPTIQUE. PHOTOMÉTRIE.

TRENTIÈME LEÇON.

RÉFLEXION DE LA LUMIÈRE. MIROIRS.

TRENTE-UNIÈME LEÇON.

RÉFRACTION SIMPLE. LENTILLES.

TRENTE-DEUXIÈME LEÇON.

DISPERSION. ACHROMATISME.

TRENTE-TROISIÈME LEÇON.

VISION, IMAGES ACCIDENTELLES.

TRENTE-QUATRIÈME LEÇON.

INSTRUMENS D'OPTIQUE.

TRENTE-CINQUIÈME LEÇON.

CRISTAUX A UN AXE. POLARISATION.

TRENTE-SIXIÈME LEÇON.

ONDULATIONS. INTERFÉRENCES.

TRENTE-SEPTIÈME LEÇON.

ANNEAUX COLORÉS. DIFFRACTION.

TRENTE-HUITIÈME LEÇON.

CRISTAUX A DEUX AXES.

TRENTE-NEUVIÈME LEÇON.

MOUVEMENTS DES PLANS DE POLARISATION.

QUARANTIÈME LEÇON.

INTERFÉRENCES DE LA LUMIÈRE POLARISÉE.

[illegible]

[illegible]

COURS
DE PHYSIQUE

DE

L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE,

Par G. Lamé,

INGÉNIEUR DES MINES, PROFESSEUR A L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE.

TOME TROISIÈME.

ÉLECTRICITÉ. — MAGNÉTISME. — ÉLECTRO-DYNAMIQUE.

BRUXELLES,

MELINE, CANS ET COMPAGNIE.

LIBRAIRIE, IMPRIMERIE, FONDERIE.

—

1838

COURS

DE PHYSIQUE.

QUARANTE-UNIÈME LEÇON.

Théorie physique de l'électricité. Théories partielles. — Électricité statique. — Phénomènes fondamentaux. Corps conducteurs. Réservoir commun. Isolateurs. — Des deux électricités. — Machines électriques. — Balance électrique. Loi des actions électriques. Mesure des charges. Pertes par les supports et par l'air. — Distribution de l'électricité sur les corps conducteurs. — Théorie mathématique de l'électricité statique. — Pouvoir des pointes.

Théorie physique de l'électricité.

671. L'explication des phénomènes lumineux dans l'hypothèse des ondes est tellement rationnelle, qu'il paraît impossible de ne pas admettre l'existence d'un fluide éthéré, propageant ces ondes dans le vide et les corps diaphanes. Ce fluide doit avoir une densité et une élasticité variables d'un milieu à un autre, et éprouver conséquemment des actions diverses de la part des substances pondérables. Il y a lieu de penser que les faits nombreux, attribués à l'électricité, sont réellement dus à ces actions, modifiées par les mouvements relatifs de l'éther et des atomes des corps. Mais si l'on entrevoit ainsi la cause des phénomènes électriques, et leur liaison avec la lumière et la chaleur, on est bien loin de connaître toutes les lois qui les régissent, et de pouvoir déduire ces lois d'un principe général. La théorie physique de l'électricité se compose aujourd'hui de plusieurs groupes de faits; chacun d'eux est assez bien défini par une hypothèse particulière; mais quoique des phénomènes transitoires prouvent que ces groupes séparés ont une origine commune, on n'est pas encore parvenu à saisir l'hypothèse unique qui doit les embrasser tous.

Ainsi, dans son état actuel, l'électricité présente le caractère d'une science physique peu avancée; pour l'étudier, il faut parcourir isolé-

ment les théories partielles qu'elle comprend, et discuter ensuite le mérite relatif des différentes hypothèses à l'aide desquelles on essaye d'établir un lien entre ces théories. Toutefois cette discussion ne peut être présentée complétement dans un cours de physique. Toutes les combinaisons et les décompositions chimiques sont accompagnées de phénomènes électriques, et mille faits rendent très-probable que les affinités sont uniquement dues à l'électricité ; cette cause inconnue exerce en outre une influence puissante, à la surface et dans l'intérieur du globe, ainsi que sur les êtres organisés, et paraît jouer un rôle important dans la transformation des substances minérales, dans la végétation et même la vie des animaux. Il suit de là que pour rassembler tous les effets de l'électricité, travail préliminaire dont on ne saurait se dispenser, avant de procéder à la recherche de leur cause générale, il faut faire intervenir la chimie, la physiologie, et les autres sciences naturelles.

Dans l'impossibilité de remplir une tâche aussi étendue, nous décrirons avec les détails nécessaires les phénomènes physiques de l'électricité; nous ne parlerons de son influence dans les actions chimiques, que pour donner une idée exacte des appareils qui la mettent en jeu, et indiquer en même temps les circonstances les plus favorables à la puissance de ces appareils; quant aux effets physiologiques, nous ne pourrons que les énoncer, leur étude exigeant des connaissances trop étrangères au but de ce cours. Ainsi limitée, la science de l'*électricité* est encore tellement étendue, qu'elle envahit toutes les autres parties de la physique : les actions capillaires, les plus légers troubles apportés dans l'équilibre intérieur des corps, font naître des phénomènes électriques; la chaleur et l'électricité se suivent et se transforment l'une dans l'autre, lors de leur passage à travers les substances pondérables; enfin l'électricité est une source lumineuse, la seule qui puisse imiter à la surface de la terre l'éclat du soleil.

Parmi les phénomènes physiques dans lesquels l'électricité joue un rôle important, nous serons forcés de choisir, en nous attachant particulièrement à ceux dont on a découvert les lois, et disant peu de mots sur les faits isolés, dont l'étude n'a encore fourni aucun résultat scientifique. Nous tâcherons enfin de donner une idée exacte de l'état actuel de l'électricité, en évitant d'accumuler les faits, au point de rendre impossible toute vue d'ensemble. De toutes les parties de la physique, l'électricité est celle qui a donné lieu au plus grand nombre de recherches expérimentales; la cause en est sans doute dans l'étonnante généralité de cette force naturelle. Si l'on en excepte les travaux qui peuvent se résumer par quelques lois importantes, la plupart des

recherches dont il s'agit ne sont que des tâtonnements qui préparent les découvertes futures ; elles indiquent les difficultés qu'il faut surmonter, perfectionnent les appareils, et multiplient les moyens de mesure ; mais leur but essentiellement secondaire les place dans les recueils à consulter, plutôt que dans un cours de physique.

672. La marche à suivre pour exposer les phénomènes électriques n'est pas indifférente, si l'on veut éviter toute confusion, graduer les difficultés, et surtout ne parler des appareils employés comme moyens de mesure, qu'après avoir décrit les faits qui leur servent de base. Voici l'ordre le plus propre à remplir ce but. I. L'électricité statique est la première théorie partielle qui se présente, comme la plus ancienne, et celle dont l'étude est le plus avancée ; la simplicité et la précision de ses lois ont permis de les soumettre au calcul, et il en est résulté une branche de la physique mathématique. II. La théorie des aimants doit être d'abord considérée à part, abstraction faite de tout rapport avec l'électricité ; c'est encore le seul moyen de coordonner les faits relatifs à l'influence magnétique du globe ; d'ailleurs les dénominations généralement adoptées, pour exprimer les lois du magnétisme, supposent toujours cette partie de la physique entièrement isolée, et il serait difficile de présenter ces lois d'une manière aussi simple, si l'on voulait partir de l'origine électrique des aimants. Théories partielles.

III. Le galvanisme, ou plutôt l'électricité voltaïque, se présente ensuite, comme le premier terme de cette série de découvertes modernes, qui ont accéléré si puissamment les progrès de la science de l'électricité, et ceux de la chimie ; il convient d'exposer d'abord cette partie avec sa simplicité originelle, en adoptant les idées de Volta. IV. L'électro-magnétisme peut former une théorie partielle, dont le principe est la découverte d'OErstedt, et qui, comprenant tous les faits relatifs à l'influence magnétique des courants électriques, conduit au galvanomètre, l'instrument le plus précieux de la physique actuelle. V. L'électro-chimie se place naturellement après la description du galvanomètre ; son but spécial en physique est d'étudier les effets de la pile de Volta, et d'éclairer la théorie chimique de cet appareil. VI. L'électro-dynamique, basée sur la découverte de l'influence mutuelle des courants voltaïques, et complétée par celle de l'induction, s'offre alors comme l'essai d'une théorie générale, comprenant à la fois l'électricité et le magnétisme.

VII. Enfin il convient de terminer par les phénomènes thermo-électriques ; ici viennent se grouper tous les faits dans lesquels l'électricité accompagne ou produit des variations de température ; et plus généralement tous ceux qui indiquent que la chaleur, la lumière et l'électri-

cité ont une origine commune ; c'est en quelque sorte le dernier échelon auquel la physique soit parvenue, dans sa marche progressive vers un principe général qui lie entre elles ses diverses parties.

Cette marche, qui parait la plus rationnelle, suit à très-peu près l'ordre chronologique des découvertes principales ; on peut regarder cette coïncidence comme une justification de la méthode que nous adoptons. En effet, lorsqu'on suit les progrès d'une science physique, on remarque presque toujours que les phénomènes importants, rangés par les dates de leurs découvertes, croissent aussi en généralité et en extension ; c'est-à-dire que ceux plus récemment connus, érigés en principe, expliquent un plus grand nombre des faits antécédents ; jusqu'à ce qu'enfin on soit parvenu à un phénomène dont la loi embrasse toute science. Tant que cette limite n'est pas atteinte, il convient d'exposer les faits dans l'ordre croissant de leur généralité, et conséquemment d'adopter la marche historique. Mais lorsque la science est parfaite, ou quand sa loi générale est trouvée, il est plus simple de suivre la marche synthétique, précisément inverse de la précédente.

Phénomènes fondamentaux.

673. Lorsqu'on frotte avec la main, ou de la laine, certaines substances, l'ambre, la résine, le verre, les pierres précieuses, on remarque que ces corps attirent des corps légers, tels que des morceaux de papier, des barbes de plume, de la sciure de bois, des particules métalliques. Ce phénomène ayant été observé pour la première fois sur l'ambre, dont le nom grec est ἤλεκτρον, on a appelé *électricité* la théorie physique dont cette propriété fait partie. Si le corps dont on approche la résine ou le verre frotté, est suspendu à un fil d'une certaine nature ; que ce soit par exemple une boule de moelle de sureau à l'extrémité d'un fil de soie, on remarque qu'après avoir été attirée la boule est repoussée. Ce phénomène d'attraction et de répulsion disparait au bout d'un certain temps, variable avec l'état hygrométrique de l'atmosphère, mais on peut toujours le faire renaître par un nouveau frottement. Lorsqu'on opère dans l'obscurité, et qu'on écoute avec attention, on observe une étincelle, et on entend un léger bruissement, au moment où les corps attirés sont sur le point de toucher le corps électrisé.

Les substances que nous avons citées furent d'abord les seules qui manifestaient les propriétés électriques ; d'autres, tels que les métaux, n'en donnant aucun signe, on avait partagé les corps de la nature en deux classes, la première contenait les corps électrisables, la seconde ceux qui ne l'étaient pas. Mais on reconnut plus tard que cette distinction n'était pas fondée, et que les corps de la dernière classe n'avaient pas été placés dans les circonstances convenables, pour que l'électricité développée par le frottement pût s'y manifester.

674. On remarqua en effet que les corps de cette classe pouvaient acquérir la vertu électrique, lorsqu'on les mettait en contact avec ceux de la première, préalablement frottés. Par exemple une boule de moelle de sureau *S* suspendue librement à un fil de soie, au contact d'une tige de métal *mt* terminée par une sphère *m*, s'écarte de cette tige lorsqu'on approche de la boule *m* un corps électrisé. Pour que cette expérience réussisse, il faut que le support de la tige soit d'une nature particulière, comme nous le verrons par la suite; mais lorsque cette condition est remplie, l'effet indiqué se manifeste sur la tige à toute distance de la boule *m*, et quel que soit le métal employé. Cette propriété que possèdent les métaux de transmettre la vertu électrique, porte le nom de conductibilité pour l'électricité; d'autres corps tels que le verre, la résine, n'en jouissant pas, on a divisé les corps de la nature, en corps conducteurs et non-conducteurs de l'électricité. Corps conducteurs. Fig. 251.

Mais cette distinction ne doit pas être entendue d'une manière absolue, il faut admettre que tous les corps sont plus ou moins bons conducteurs. Les métaux, le mercure, les liquides à l'exception des huiles, le charbon calciné, conduisent bien l'électricité; les métaux oxydés, le soufre, les résines, le verre, l'ambre, la gomme laque, le charbon hydrogéné, sont très-peu conducteurs. Les corps des animaux, composés de substances solides et liquides qui conduisent bien l'électricité, sont eux-mêmes assez bons conducteurs.

675. Si l'on met en contact avec un corps électrisé une sphère métallique, on remarque que cette sphère affaiblit d'autant plus les propriétés électriques, que son volume est plus grand; en sorte que si la sphère avait une étendue incomparablement plus grande que le corps électrisé, elle ferait disparaître ou rendrait insensible la vertu électrique. Or la terre entière est composée de substances qui conduisent l'électricité; si donc elle est en communication, par une suite de corps conducteurs, avec un corps électrisé, c'est comme si l'on mettait ce dernier en contact avec un réservoir d'une capacité infinie, et toute vertu électrique doit y disparaître. C'est d'après cela qu'on donne à la terre, dans la théorie physique de l'électricité, le nom de réservoir commun. Réservoir commun.

676. On interrompt la communication d'un corps électrisé avec le réservoir commun, en le suspendant, le tenant, ou le faisant supporter par des corps très-peu conducteurs, tels que le verre, le soufre, la soie, la résine, auxquels on donne par cette raison le nom d'isolateurs. Disposé de cette manière, tout corps électrisé peut conserver sa vertu électrique pendant un certain temps. On doit conclure du fait de la déperdition lente de l'électricité dans ces circonstances, que l'air la conduit mal; cependant plus ce gaz contient de vapeur d'eau, et plus Corps isolants.

il devient conducteur : c'est ce qui fait que dans les jours très-chauds de l'été, il est presque impossible d'obtenir des signes permanents d'électricité ; tandis que les expériences sur les phénomènes électriques réussissent très-bien dans les jours froids de l'hiver.

On voit maintenant pourquoi les métaux paraissent n'être pas électrisables par le frottement. C'est qu'en les tenant avec la main ils sont en contact avec le réservoir commun, et que l'électricité s'y disperse aussitôt qu'elle est développée. Mais en se servant d'un manche isolant de verre ou de résine, pour tenir un disque de métal, lorsqu'on le frotte il manifeste des signes d'électricité, ainsi qu'une substance non-conductrice. Tous les corps sont donc électrisables.

Des deux électricités.

677. Si l'on répète avec attention l'expérience de l'attraction suivie de répulsion, sur des boules de moelle de sureau suspendues à des fils isolants, lorsqu'elles sont mises en contact, et ensuite en présence de divers corps électrisés, on remarque des différences notables suivant la nature des corps employés. Par exemple, deux boules isolées, et électrisées par la résine frottée avec de la laine, se repoussent ensuite mutuellement ; il y a encore répulsion lorsque les boules ont été touchées par le verre, frotté aussi avec de la laine; mais si l'une des boules a été touchée par la résine et l'autre par le verre, elles s'attirent au contraire. Autrement, une boule électrisée par son contact avec la résine, est repoussée quand on l'en approche de nouveau; elle est attirée au contraire par le verre; l'inverse a lieu quand la boule est d'abord électrisée par cette dernière substance.

Ce genre d'opposition entre les électricités développées sur le verre et sur la résine, leur a fait donner les noms d'*électricité vitrée*, et d'*électricité résineuse*. Mais ces dénominations tendent à donner une idée fausse, car ces propriétés inverses n'appartiennent pas exclusivement au verre ou à la résine, et il est possible de faire prendre à chacun de ces corps l'une ou l'autre des deux électricités, en faisant varier la nature et même seulement l'état du corps avec lequel on les frotte. Il est préférable d'adopter les dénominations générales d'*électricité positive* et d'*électricité négative*, qui indiquent très-bien deux propriétés contraires; il y a en effet changement de signe dans les forces que manifestent les deux électricités, puisque ce que l'une attire, l'autre le repousse. On convient de prendre pour l'électricité positive, celle que l'on développe sur le verre poli, en le frottant avec de la laine; et pour l'électricité négative, celle que manifeste la résine, frottée avec la même substance.

Loi de l'électrisation par le frottement.

678. Lorsqu'on cherche la nature des électricités développées sur deux corps, isolés si cela est nécessaire, que l'on frotte l'un contre

l'autre, on trouve dans tous les cas qu'elles sont d'espèces opposées : l'une est positive, l'autre négative. Ce phénomène est sans exception. Pour le vérifier, on électrise d'abord positivement une boule légère, suspendue à un fil isolant, et l'on en approche successivement deux corps, préalablement frottés l'un contre l'autre ; or on remarque toujours que l'un des deux repousse la boule, et que l'autre l'attire ; ce qui prouve que l'un est chargé d'électricité positive, et l'autre d'électricité négative. Les substances dont les noms suivent s'électrisent positivement lorsqu'elles sont frottées avec celles qui les suivent, négativement quand elles le sont avec celles qui les précèdent : *peau de chat*, *verre poli*, *laine*, *plumes*, *bois*, *papier*, *soie*, *gomme laque*, *verre dépoli*.

Mais ce n'est pas seulement la nature des corps qui les rend propres à se charger de préférence de telle ou telle électricité. Car lorsqu'on frotte l'un contre l'autre deux plateaux de verre, ils se chargent d'électricités opposées; celui dont la surface est la plus polie prend l'électricité positive ; c'est ce qui fait que le verre dépoli peut être mis à la fin de la série des corps nommés dans l'article précédent. Deux parties d'un même ruban de soie, frottées l'une en travers de l'autre, se chargent d'électricités contraires ; le ruban frotté transversalement prend l'électricité négative. Si l'on fait glisser de la poudre métallique sur une plaque du même métal, la poudre s'électrise négativement, et la plaque positivement. Quand on frotte l'un contre l'autre deux corps d'une même substance, et dont la surface est dans le même état, une différence de température suffit pour qu'ils se chargent d'électricités opposées ; le plus échauffé s'électrise négativement.

679. Les phénomènes électriques sont généralement attribués à deux fluides impondérables, qui repoussent leurs propres molécules, et s'attirent mutuellement. On admet que tous les corps de la nature possèdent ces fluides, ou ces deux électricités, en quantités égales, et à l'état de combinaison. Cette combinaison des deux électricités est appelée *électricité naturelle* ou *fluide neutre ;* sa valeur est en quelque sorte zéro ou nulle, relativement aux phénomènes d'attraction ou de répulsion électriques. D'après ce principe hypothétique, le frottement de deux corps occasionne entre eux un partage inégal des deux fluides. On a cherché en vain jusqu'ici la cause qui déterminait ce partage ; cependant on regarde comme très-probable qu'il est dû à la différence de capacité et de conductibilité pour la chaleur des deux corps frottés. Hypothèses théoriques.

On peut prouver par une expérience directe, que les quantités des deux fluides, combinées dans l'électricité naturelle, et qui se mani-

festent en même temps par le frottement de deux corps isolés, sont réellement les mêmes. En effet, tant que le contact des deux corps frottés subsiste, on n'observe aucun signe d'électricité; mais si l'on éloigne ces corps l'un de l'autre, les deux fluides libres, qui résultent du partage inégal déterminé par le frottement, exercent leurs effets habituels. Les deux quantités d'électricités opposées, que développe le frottement par une décomposition du fluide neutre, sont donc égales, puisqu'elles produisent des effets contraires qui se détruisent, lorsqu'elles agissent sur les corps extérieurs à des distances égales.

Plusieurs physiciens partagent encore les idées de Franklin, et n'admettent qu'un seul fluide électrique, agissant par répulsion sur lui-même, et par attraction sur la matière pondérable. Dans cette hypothèse, chaque corps doit contenir une certaine quantité de fluide, dépendant de sa masse et de sa nature, afin qu'il y ait équilibre électrique entre ce corps et tous ceux qui l'entourent. Plusieurs causes accidentelles, et entre autres le frottement, peuvent augmenter ou diminuer cette quantité, nécessaire pour l'équilibre, et le corps est alors électrisé positivement ou négativement. Mais l'attraction ou la répulsion que l'on observe entre deux corps électrisés différemment ou de la même manière, est un phénomène plus composé et dont l'explication est moins simple, dans l'hypothèse d'un seul fluide que dans la théorie des deux électricités. Comme il ne s'agit ici que de coordonner des faits, nous adopterons d'abord exclusivement l'hypothèse des deux fluides, afin d'éviter des détails explicatifs, qui compliqueraient l'exposé des phénomènes fondamentaux, et la recherche de leurs lois. Plus tard, lorsqu'il sera possible de résumer l'ensemble des phénomènes électriques, la comparaison des deux théories deviendra plus facile, et celle qui doit prévaloir dans l'avenir se présentera d'elle-même.

Machines électriques.

680. Pour obtenir facilement de l'électricité, on a employé pendant longtemps des sphères ou des cylindres, creux ou pleins, de verre ou de résine, que l'on faisait tourner, en appliquant dessus la main sèche ou de la laine; mais ces appareils ont été perfectionnés depuis. FIG. 352. Dans la machine électrique dont on se sert en France, on tire l'électricité d'un plateau circulaire de verre à glace, placé verticalement, et monté sur un axe horizontal auquel on adapte une manivelle, de manière à le faire tourner rapidement.

On cherche ordinairement à obtenir sur le plateau de verre de l'électricité positive. L'expérience a indiqué que les substances qui pouvaient produire le plus grand développement de cette électricité, par leur frottement avec le plateau, et qu'il était en même temps plus fa-

cile de se procurer, étaient l'or mussif, c'est-à-dire le deuto-sulfure d'étain, ou bien un amalgame de zinc et d'étain. On applique une couche d'un de ces composés sur chaque frottoir, ordinairement formé d'un coussin rembourré de crin ou de laine, et présentant une surface arrondie, qui s'aplatit en exerçant une pression sur le verre. On place ordinairement deux ou quatre frottoirs semblables, vers les extrémités d'un ou de deux diamètres du plateau.

Lorsqu'on fait tourner le verre, les portions de sa surface qui ont passé sous les coussins possèdent de l'électricité libre, développée par le frottement, et qu'il faut enlever. Pour cela, on adapte à la machine des conducteurs métalliques creux, cylindriques ou en fer à cheval, soutenus sur des pieds de verre; ces pieds doivent être recouverts d'une couche de vernis à la gomme laque, le verre seul étant trop hygrométrique pour isoler assez complétement. Disposés de cette manière, les conducteurs reçoivent l'électricité du plateau, ou plus exactement se chargent de fluide positif provenant de leur propre électricité naturelle; car l'électricité répandue sur le verre attire le fluide négatif des conducteurs, qui la neutralise. On a l'habitude de fixer sur les cylindres, et en regard du plateau, des pointes métalliques, dans le but de faciliter le passage de l'électricité; mais on peut s'en dispenser; les conducteurs terminés par des boules, ou des hémisphères de métal, s'électrisent aussi bien.

L'air atmosphérique, toujours un peu conducteur, pourrait enlever une portion de l'électricité du plateau, dans son trajet des coussins aux conducteurs; c'est pour éviter cette perte qu'on recouvre la surface du verre, d'un étui fixe de taffetas gommé, qui s'oppose au renouvellement de la couche d'air voisine. Il est important que les coussins soient en communication avec le réservoir commun par des corps suffisamment conducteurs, tels que le bois; car s'ils étaient tout à fait isolés, l'électricité négative, que le frottement y développe, s'y accumulerait au point de retenir par attraction une partie du fluide positif du plateau, et l'état électrique des conducteurs serait beaucoup moindre.

L'appareil qui vient d'être décrit ne peut fournir que de l'électricité positive. On emploie en Angleterre une autre machine, celle de Nairne, qui donne à la fois les deux espèces d'électricité : au lieu de plateau, on se sert d'un cylindre creux de verre, que l'on fait tourner sur son axe horizontal; l'électricité positive développée sur le verre passe sur le conducteur placé d'un côté; le fluide négatif se répand sur un conducteur opposé qui communique avec les coussins. Mais il est préférable de ne chercher à obtenir qu'une seule espèce d'électricité à la fois, afin d'en accumuler davantage; il suffit pour cela de FIG. 353.

mettre l'un des conducteurs en communication avec le réservoir commun, au moyen d'une chaîne ou d'une tige métallique reposant sur le sol. Van-Marum a imaginé une machine électrique, avec laquelle on peut obtenir à volonté l'une ou l'autre espèce d'électricité; le système des conducteurs isolés est mobile sur un axe horizontal; ce mouvement les fait communiquer avec le plateau de verre ou avec les coussins, et en même temps met en contact avec le réservoir commun les coussins ou le plateau.

Balance électrique.

681. Avant de donner la théorie de l'électricité statique, il est essentiel de chercher la loi que suivent les attractions et les répulsions électriques. Ces forces s'exerçant au loin, on peut interroger l'expérience pour trouver la relation qui existe entre leurs intensités et les distances auxquelles elles agissent. Elles sont trop petites relativement à la pesanteur pour qu'on puisse les mesurer par la balance ordinaire; mais il est facile de les évaluer au moyen de la force de torsion dont la loi est connue.

Fig. 354.

La balance de Coulomb, appliquée à l'électricité, se compose d'une grande cage de verre, qui doit contenir de l'air le plus sec possible, afin que les signes d'électricité y soient plus permanents; pour cela on fait séjourner dans son intérieur de la chaux vive, plusieurs jours avant de se servir de l'instrument; dans cette cage se trouve un disque vertical de papier doré, qu'isole une tige de gomme *laque*; cette tige est suspendue horizontalement à l'extrémité du fil de laiton qui occupe l'axe de l'appareil. Une petite boule métallique, suspendue fixément, est en contact avec le disque dans sa position d'équilibre.

La paroi latérale de la cage porte des divisions angulaires, sur une section horizontale dont le plan contient le centre de la boule, celui du disque, et l'axe du cylindre de gomme laque. Le fil métallique est maintenu à sa partie supérieure, suivant l'axe d'un tambour métallique, gradué sur ses bords, et qui s'emboîte à frottement dur dans un autre tambour fixe. Les divisions de la cage et du tambour mobile sont nécessaires pour évaluer la force ou le degré de torsion que subit le fil dans une circonstance donnée.

On commence par tourner le tambour mobile, jusqu'à ce que, dans l'état de repos du fil, ou pour une force de torsion nulle, la tige horizontale de gomme laque soit dirigée vers le zéro de l'échelle tracée sur la paroi de la cage; dans cette position le disque doit se trouver près de la boule B, dont le centre est à la même distance l de l'axe du fil, que le centre du disque. Si alors on touche successivement avec un même corps électrisé la boule et le disque, ce dernier s'éloigne jusqu'à ce que la torsion du fil fasse équilibre à la force répulsive de l'électricité.

On note l'angle a de torsion, indiqué par le point de division vers lequel se dirige la tige de gomme laque AC. Si p représente la force de torsion pour un degré, ap sera celle correspondante à l'angle a, et fera équilibre à la répulsion f, à la distance $d = 2l \sin \frac{1}{2} a$.

Pour établir une comparaison entre les forces répulsives dues à l'électricité, et les distances auxquelles elles s'exercent, il faut obtenir d'autres positions d'équilibre du disque. A cet effet on fait tourner le tambour supérieur d'un nombre b de degrés, de manière à rapprocher le disque de la boule; l'équilibre étant rétabli, entre la torsion du fil et la répulsion électrique, qui ont augmenté toutes les deux, on note l'angle a' de déviation du disque. La force de torsion est alors $(a' + b) p$; elle fait équilibre à la répulsion f', à la distance $d' = 2l \sin \frac{1}{2} a'$. On obtient d'autres termes de comparaison, en faisant varier l'angle b, au moyen du tambour supérieur.

682. Il faut remarquer maintenant que la force de torsion s'exerce en C suivant CT, perpendiculaire à AC, et que la répulsion de l'électricité a pour direction le prolongement de la corde BC. C'est donc la composante de cette dernière force suivant la ligne CT', dont elle est écartée de l'angle $\frac{1}{2}$ CAB, qui fait directement équilibre à la torsion. Loi des attractions et répulsions électriques. Fig. 355.

On a, d'après cela, $f = \frac{ap}{\cos \frac{1}{2} a}$, $f' = \frac{(a' + b) p}{\cos \frac{1}{2} a'}$. Si l'on compare les valeurs de $f, f', \ldots$, données par ces formules, avec les distances $d = 2l \sin \frac{1}{2} a$, $d' = 2l \sin \frac{1}{2} a', \ldots$, on remarque que ces forces répulsives f, $f', \ldots$, sont en raison inverse des carrés des distances correspondantes d, d'; c'est-à-dire que si l'on désigne par φ la répulsion à l'unité de distance, par a l'angle de déviation du disque, par n l'angle total de torsion, on a toujours $\frac{\varphi}{4l^2 \sin^2 \frac{1}{2} a} = \frac{np}{\cos \frac{1}{2} a}$, ou $n \operatorname{tang} \frac{1}{2} a \sin \frac{1}{2} a = \frac{\varphi}{4 l^2 p}$. Ainsi le produit $n \operatorname{tang} \frac{1}{2} a \sin \frac{1}{2} a$ doit être constant, pour tous les couples de valeurs de n et de a; c'est ce que confirme l'expérience. La même méthode d'observation peut être employée pour constater que la loi des attractions électriques est la même que celle des répulsions; il faut alors tordre le fil métallique, au moyen du limbe supérieur, en sens contraire des torsions du cas précédent, afin de maintenir le cylindre de gomme laque à différentes distances de la boule.

Coulomb a encore employé une autre méthode pour déterminer la loi des forces électriques. Le fil métallique de la balance était remplacé par un fil de soie sans torsion, et la boule éloignée à une plus grande distance de l'axe de suspension. On électrisait le cercle de clinquant et la boule, en les touchant avec deux corps chargés d'électricités contraires; il y avait alors attraction, et le pendule horizontal

de gomme laque, terminé par le cercle de clinquant, oscillait de part et d'autre de la position d'équilibre ou de moindre distance à la boule. Or en tenant compte de la déperdition de l'électricité, Coulomb observa que le temps d'une oscillation augmentait dans le même rapport que la distance du cercle de la boule. Ce résultat de l'expérience démontre encore que la loi des attractions électriques est celle du rapport inverse du carré des distances : en effet, si l'on désigne par F la force d'attraction à une distance d, la théorie connue du pendule, donne pour le temps t' d'une oscillation : $t' = \pi\sqrt{\frac{l}{f}}$, exige que $F = \frac{f}{d^2}$, f étant l'attraction à l'unité de distance, pour que t' soit proportionnel à d. On peut se servir de ce même mode d'expérience dans le cas de la répulsion ; alors le disque, électrisé de la même manière que la boule, oscille autour de la position de plus grande distance.

Mesure des charges électriques.

683. La balance de torsion sert encore à démontrer que les attractions et répulsions électriques sont proportionnelles aux produits des intensités ou des quantités d'électricité qui agissent l'une sur l'autre. Par exemple, le cercle de clinquant et la boule étant électrisés de la même manière, on imprime au fil métallique une torsion additionnelle, qui maintient ces deux corps à une distance voulue d; si l'on touche ensuite la boule avec une autre boule semblable et isolée, qui lui enlève conséquemment la moitié de son électricité libre, on trouve qu'il faut diminuer de moitié la torsion totale, pour retenir le cercle à la même distance d; si l'on touche ensuite le cercle de clinquant avec un autre cercle égal et isolé, il faut encore réduire la torsion totale de moitié, ou au quart de ce qu'elle était dans l'origine, pour que le cercle revienne toujours à la même distance.

Ainsi, dans ces trois cas différents, les forces répulsives, agissant à la même distance, sont entre elles comme $1, \frac{1}{2}, \frac{1}{4}$, et varient conséquemment dans le même rapport que le produit des quantités d'électricité libre répandues sur les deux corps. Il résulte de cette loi que si, le disque de la balance conservant toujours la même quantité d'électricité, on met à la place de la boule un corps successivement chargé de différentes doses de fluide libre, les divers degrés de torsion, nécessaires pour maintenir le disque à la même distance, seront proportionnels aux charges électriques successives du corps éprouvé, et pourront servir à les mesurer.

Loi de la perte par les supports.

684. Pour que toutes les expériences sur la mesure des forces électriques donnent des résultats exacts, il faut tenir compte de l'électricité

perdue par les supports et le contact de l'air. La perte due aux supports peut être annulée, car d'après des expériences de Coulomb, un cylindre de gomme laque isole complétement un corps électrisé, lorsque sa longueur est suffisante. On vérifie ce fait en suspendant de petites boules à des tiges cylindriques en gomme laque de plus en plus longues; on trouve que, passé une certaine limite de longueur, une boule électrisée suspendue à deux tiges, ou à une seule, perd la même quantité d'électricité dans le même temps; il est évident qu'alors la perte ne peut être due qu'au seul contact de l'air. Coulomb a trouvé que cette limite de longueur variait comme le carré de la charge électrique à isoler.

685. Quant à la perte qui se fait dans l'atmosphère, elle croît avec la charge du corps électrisé, avec l'agitation de l'air, sa température, et son état hygrométrique. Coulomb a trouvé, par de nombreuses observations, que dans un air tranquille, conservant la même température, et dont l'état hygrométrique reste constant, la perte faite dans un temps très-court est proportionnelle à la charge électrique, ou toujours égale à la même fraction de cette charge. On peut, en se fondant sur cette loi, déterminer au commencement d'une série d'expériences, faites dans des circonstances permanentes, la fraction qui représente la perte de l'électricité pendant un certain nombre de secondes, et corriger, de cette perte, toutes les observations faites à des intervalles de temps connus. Mais, comme nous le verrons par la suite, on peut souvent se dispenser de faire cette correction. Loi de la perte par l'air.

686. Lorsque, dans l'expérience du paragraphe 683, on touche la boule électrisée, avec une autre boule de même grandeur, conductrice et isolée, mais à l'état naturel et d'un métal différent, le résultat est le même, c'est-à-dire que le partage de l'électricité se fait également entre les deux boules. Il y a encore partage égal quand l'une des boules est creuse, l'autre pleine, et cela quelque petite que soit l'épaisseur de l'enveloppe qui compose la première. On doit conclure de ces faits que l'électricité libre, qui se répand sur un corps conducteur, dépend de son volume intérieur, non de sa nature, et qu'elle se porte à la surface seulement, pour y former en quelque sorte une couche très-mince. Distribution de l'électricité sur les corps conducteurs.

Il est évident que dans le cas d'une sphère isolée, et électrisée, il n'y a pas de raison pour que la quantité de fluide, ou pour ainsi dire l'épaisseur de la couche électrique varie autour d'elle; mais pour toute autre forme de corps, on conçoit que la quantité d'électricité doit différer d'un point à un autre. Pour étudier par l'expérience la loi de distribution de l'électricité libre à la surface des corps de toute forme, Coulomb a employé un petit cercle de clinquant, fixé par de la gomme

FIG. 356. laque à l'extremité d'un tube de verre, instrument appelé *plan d'épreuve*. Si l'on applique ce plan d'épreuve sur un point du corps qu'on veut explorer, on peut supposer qu'il s'y confonde avec l'élément correspondant de la surface, et qu'en le retirant il emporte l'électricité contenue sur cet élément.

L'expérience prouve en effet que la quantité d'électricité enlevée par le disque de clinquant, peut représenter celle qui se trouvait sur le corps, au lieu où le disque a été appliqué. On communique à un corps isolé A, une certaine charge d'électricité, et après avoir appliqué le plan d'épreuve en un point P de la surface, on le porte dans la balance de torsion, à la place de la boule B; le disque mobile, auquel on a primitivement communiqué de l'électricité de même nature que celle du plan d'épreuve, s'éloigne et s'arrête dans une position d'équilibre; la force de torsion correspondante à cette position, donne la force répulsive et par suite l'énergie électrique que l'on veut mesurer. On touche ensuite le corps A, par un autre corps A′ semblable et à l'état naturel, afin d'enlever au premier la moitié de son électricité; le corps conducteur A′ peut être creux ou plein, de même nature que A ou de nature différente, pourvu qu'il ait la même force et le même volume, les résultats sont identiques. Lorsque ce contact est effectué, et A′ éloigné, on replace le plan d'épreuve au même point P, pour recommencer l'expérience de la balance de torsion; on trouve alors une énergie électrique moitié moindre que dans le premier cas.

Ainsi le plan d'épreuve peut être réellement considéré comme un élément du corps que l'on détache, et les rapports des tensions électriques qu'il indiquera dans la balance, lorsqu'on l'aura placé successivement en différents points de la surface d'un corps électrisé, donneront les rapports des épaisseurs de la couche électrique en ces mêmes points. La déperdition d'électricité par l'air exigerait que l'on fît des corrections pour rendre les derniers résultats comparables aux premiers; mais on peut s'en dispenser, en combinant les observations de la manière suivante.

Il est permis de supposer la perte dans un temps très-court proportionnelle à ce temps, ce qui revient à regarder la charge comme constante pendant toute sa durée; l'erreur que l'on commet par cette supposition est d'autant moindre que le temps est plus court. On place le plan d'épreuve en un point P du corps A; porté à la balance, il donne l'énergie électrique E correspondante; cela fait, et au bout d'un temps très-court t on porte le plan d'épreuve en un autre point P′ de A; il indique à la balance électrique une énergie E′; enfin, à un même intervalle de temps t, on replace le plan en P; l'énergie élec-

trique e, indiquée par cette nouvelle épreuve au même point, sera moindre que E; il faut prendre alors pour le rapport des épaisseurs de la couche électrique, en P′ et P, au même instant, celui de E′ à la moyenne $\frac{E+e}{2}$.

D'après cela, voici le mode général d'observation. On place successivement le plan d'épreuve sur divers points : P, P′, P, P″, P, P‴, P,... du corps exploré, à des intervalles de temps très-courts, mais égaux entre eux. A chaque fois, on dispose le plan dans la balance électrique pour évaluer, au moyen de la torsion, l'énergie répulsive e, E′, e', E″, e'', E‴, e''',... de l'électricité libre qu'il contient. Les nombres e, e', e'', e''', qui représentent l'état électrique au point P, au bout des temps, 0, $2t$, $4t$, $6t$,... forment une série décroissante, on prend alors les nombres : 1, $\frac{2E'}{e+e'}$, $\frac{2E''}{e'+e''}$, $\frac{2E'''}{e''+e'''}$,..., pour représenter les rapports des épaisseurs de la couche électrique aux points P, P′, P″, P‴,.... Lorsqu'on soumet à ce genre d'étude expérimentale, des barres allongées, prismatiques ou cylindriques, on reconnaît que l'électricité est faible dans la partie moyenne, et qu'elle augmente rapidement vers les extrémités. Sur une plaque circulaire c'est encore vers les bords que se trouve presque toute l'électricité.

Coulomb a aussi employé la méthode expérimentale du plan d'épreuve, pour étudier la distribution de l'électricité libre sur deux sphères, conductrices et isolées, mises en contact. Voici les résultats de ses observations. 1° Près du point de contact, l'épaisseur de la couche électrique est nulle sur les deux sphères. 2° Dans le cas de deux sphères égales, la couche électrique, sur tout grand cercle passant par le point de contact, n'acquiert une valeur sensible qu'à 20° de ce point, croît rapidement de 20° à 60°, plus lentement de 60° à 90°, et conserve sensiblement la même valeur de 90° à 180°. 3° Dans le cas de deux sphères inégales, l'épaisseur de la couche électrique sur la petite sphère, à 180° du point de contact, est plus grande que celle au point correspondant et opposé de la grande sphère; le rapport de ces épaisseurs augmente avec celui des rayons des deux corps, et s'approche indéfiniment, suivant Coulomb, du nombre 2, à mesure que le rayon de la petite sphère diminue.

687. En appliquant le calcul à l'hypothèse fondamentale de deux fluides, répandus en qualités égales dans les corps à l'état naturel, repoussant leurs propres molécules, et s'attirant mutuellement en raison inverse du carré des distances, M. Poisson est arrivé à des conséquences remarquables, en tout conformes aux résultats des expériences de Théorie mathématique de l'électricité statique.

Coulomb, sur la distribution de l'électricité de la surface des corps conducteurs, dont la forme est susceptible d'une définition simple et rigoureuse.

Il a d'abord trouvé que l'électricité libre répandue dans un corps conducteur, doit être située à la surface. Ce théorème se démontre par un raisonnement très-simple dans le cas d'une sphère. Quand tous les points d'une enveloppe sphérique agissent par attraction ou par répulsion, sur un point intérieur, suivant la loi inverse du carré de la distance, on sait que la résultante de toutes ces actions est nulle. D'après cela, si l'on imagine un fluide électrique libre, répandu par couches sphériques homogènes, dans l'intérieur d'une sphère, toutes les molécules d'une même couche seront repoussées par les couches sphériques intérieures sans que celles extérieures puissent contrarier cette répulsion. Toutes les couches devront donc s'étendre en augmentant de rayon, et venir successivement se superposer vers la surface du corps, ou la résistance de l'air les maintiendra réunies.

Le calcul ni l'expérience ne peuvent décider si l'épaisseur de la surface d'un corps, où l'électricité se retire, est ou n'est pas appréciable. Il est probable toutefois que cette épaisseur n'est pas nulle : on conçoit que la couche électrique doit être terminée à l'extérieur par la surface même du corps, et à l'intérieur par une autre surface, qui n'est sphérique que si la première l'est. Dans tous les cas, la distance de ces deux surfaces, correspondante à un point donné *de la première*, forme ce qu'on appelle l'épaisseur de la couche électrique en ce point. On doit considérer cette couche comme composée de molécules fluides sollicitées à sortir du corps, et qui en sortiraient en effet sans la présence de l'air, qui oppose un obstacle à la force répulsive ; car dans le vide l'électricité disparaîtrait.

Une molécule du fluide située à la surface du corps, est repoussée par toutes les autres molécules du même fluide libre, répandues sur le même corps ; la résultante de ces actions est détruite par la résistance de l'air. Toutes les molécules, situées sur la même partie de la normale à la surface extérieure qui mesure l'épaisseur de la couche, peuvent être considérées comme exerçant sur l'air la même force répulsive. La résistance totale opposée par ce gaz, ou la pression due au fluide, est donc proportionnelle au produit de l'épaisseur de la couche par la force répulsive qu'exerce une molécule; or le calcul indique que cette dernière force, ou la résultante des actions répulsives qu'une molécule du fluide libre éprouve de la part de toutes les autres, est elle-même proportionnelle à l'épaisseur de la couche, à l'endroit où se trouve cette molécule; la pression exercée par ce fluide sur l'air,

ou ce qu'on appelle la *tension* de l'électricité libre, est donc proportionnelle au carré de cette épaisseur.

Outre ces résultats généraux, l'analyse mathématique permet de déterminer rigoureusement la loi de distribution de l'électricité libre à la surface de divers corps. M. Poisson a ainsi traité complétement le cas d'une plaque circulaire très-mince; les rapports numériques des épaisseurs de la couche électrique, près des bords et vers le centre, sont vérifiés par les expériences de Coulomb sur des disques conducteurs. Dans le cas d'un ellipsoïde de révolution, on est conduit à cette loi très-simple, que les épaisseurs de la couche électrique, aux extrémités des deux axes de l'ellipse méridienne, sont dans le rapport de ces axes; l'expérience confirme ce résultat. Enfin M. Poisson a aussi considéré le cas de deux sphères en contact, égales ou inégales; ses calculs conduisent encore aux mêmes résultats que les expériences de Coulomb sur ce système de corps; toutefois la théorie indique que le rapport des épaisseurs de la couche électrique, aux extrémités opposées des diamètres des deux sphères menés par le point de contact, a pour limite le nombre 1,65, quand l'un des rayons tend vers zéro, tandis que Coulomb avait assigné 2 pour la valeur de cette limite.

688. Pour les corps de forme conique, le calcul indique que la tension électrique devient infinie vers le sommet; mais l'expérience prouve que, dans cet endroit, l'électricité surmonte l'obstacle que l'air lui oppose et se perd; cette propriété constitue le pouvoir *des pointes*. En vertu de ce pouvoir, quand une pointe fait partie du système des conducteurs d'une machine électrique, la charge ne peut atteindre le même degré que si cette pointe est enlevée. On s'en assure en plaçant sur la machine un petit pendule, formé d'une tige métallique à laquelle est suspendue, par un fil conducteur, une boule dont l'écartement peut faire juger de la charge; on observe alors qu'une même vitesse du plateau donne lieu à un écartement maximum du pendule, très-différent suivant que le système des conducteurs est ou n'est pas muni d'une pointe. Dans le premier cas, si l'on fait agir la machine dans l'obscurité, on aperçoit vers la pointe une auréole lumineuse ou une aigrette, suivant que la machine développe sur les conducteurs de l'électricité négative ou positive; cette diversité d'apparence est encore inexpliquée.

Pouvoir des pointes.

Fig 357.

L'intensité de la charge qu'une machine électrique peut acquérir est encore diminuée, lorsqu'on met, en présence des conducteurs, une pointe communiquant avec le sol par une chaîne conductrice. Dans cette circonstance l'électricité développée sur la machine, agissant à distance, repousse dans le sol le fluide de même nom, et attire

vers la pointe le fluide contraire, qui acquiert une tension suffisante pour vaincre la résistance de l'air, et venir neutraliser une partie de l'électricité influente. Lorsque la pointe est ainsi disposée, l'apparence lumineuse qu'elle offre dans l'obscurité est inverse de celle du cas précédent : c'est-à-dire que si la machine fournit de l'électricité positive ou négative, on aperçoit à la pointe qui communique avec le sol une auréole ou une aigrette; ce qui devait être, puisque le fluide qui s'écoule par le sommet du cône est de nom contraire à celui répandu sur les conducteurs.

Si l'on prend un système de fils métalliques horizontaux, dirigés suivant les diamètres d'un cercle, et terminés par des pointes recourbées à angle droit, suivant des directions opposées aux deux extrémités de chaque fil, qu'on suspende ce système par son centre sur un pivot métallique fixé à la machine électrique, il prend un mouvement de rotation, qui s'explique comme celui de la roue à réaction. En effet, la couche d'air qui entoure un corps conducteur électrisé, tant qu'elle reste imperméable au fluide électrique, éprouve aux différents points de la surface de contact, des pressions analogues à celles que l'eau exerce sur les parois d'un vase qui la contient; la résultante de ces pressions est nulle en général, à moins que des influences extérieures n'altèrent la distribution que le fluide tend à prendre d'après la forme du corps. Mais lorsque le conducteur présente une pointe, par laquelle s'écoule le fluide, c'est comme si le vase était percé dans cet endroit; la couche d'air éprouvant alors du côté opposé une répulsion qui n'est plus détruite, se meut dans le sens de cette force, et la pression atmosphérique oblige le corps à la suivre.

Fig. 358.

QUARANTE-DEUXIÈME LEÇON.

Théorie de l'électrisation par influence. Électroscopes. — Théorie de l'électricité latente. — Condensateurs. — Bouteille de Leyde. Batterie électrique.

689. Les phénomènes de l'électricité statique dépendent non-seulement des actions que des masses fluides, contraires ou de même nom, exercent à distance l'une sur l'autre, mais aussi de la décomposition de fluide neutre, que détermine, dans un corps à l'état naturel, l'électricité libre répandue sur un corps voisin. En effet cette dernière cause joue un rôle important dans les attractions et répulsions des corps électrisés, et lors de l'électrisation par contact et à distance, elle fournit le moyen d'accumuler l'électricité provenant d'une source très-faible, et de la rendre sensible en multipliant ses effets. Il importe d'étudier en détail cette influence à distance de l'électricité libre, pour se former une idée exacte des phénomènes électriques, et pouvoir les analyser, quelle que soit leur complication. Électrisation par influence.

Dans le voisinage d'un corps A, suspendu par un cordon de soie, on dispose un cylindre métallique isolé B, aux deux extrémités (E et E′) duquel sont des tiges métalliques, supportant, par des fils de lin conducteurs, des boules de moelle de sureau. Lorsqu'on électrise le corps A, on voit les boules s'écarter des tiges. Il est facile de reconnaître que, si l'électricité de A est positive, l'extrémité E de B la plus voisine est électrisée négativement, et que l'extrémité E′ la plus éloignée l'est positivement; car en approchant successivement des deux boules un bâton de résine frotté, il repousse la première et attire la seconde. Fig. 359.

Si ensuite on éloigne A de B, ou qu'on fasse rentrer l'électricité de A dans le réservoir commun, en mettant ce corps en communication avec le sol par une chaîne conductrice, on voit les deux boules de sureau descendre vers leurs tiges, et tout signe d'électricité disparaît dans B. C'est qu'alors les deux fluides développés par l'influence du corps électrisé, se sont recomposés pour former de nouveau du fluide naturel. Ce résultat prouve qu'il n'était pas passé d'électricité de A en B.

Toutefois si on laisse s'écouler un temps considérable, avant d'éloigner l'influence électrique de A, le corps B conserve de l'électricité négative libre, et cela d'autant plus que l'air est plus chargé d'humidité. C'est qu'alors il y a eu, pendant la durée de l'influence, une perte plus grande de l'électricité repoussée que de celle attirée ; on constate en effet, dans ces circonstances, de l'électricité positive dans l'air ambiant.

Le corps B étant mis en contact avec le réservoir commun, lorsqu'il est soumis à l'influence de A, on voit la boule en E' descendre vers sa tige, en sorte que tout signe de l'électricité repoussée disparait. La boule en E reste au contraire éloignée, et même s'élève encore plus ; ce qui tient à ce que l'influence était d'abord limitée par les attractions mutuelles des fluides séparés, et qu'elle attire en E une plus grande portion d'électricité négative, quand celle positive de B peut s'éloigner davantage vers le sol. Ce résultat est le même, quel que soit le point de B que l'on touche, à cause de la conductibilité du corps.

Si l'on place derrière B, lorsque les deux fluides séparés par l'in-
Fig. 360. fluence se manifestent à ses extrémités, un autre conducteur *b* pareillement isolé, et muni de deux pendules semblablement disposés, ce nouveau corps donne aussi des signes d'électricité, positive en *e'*, négative en *e*. La décomposition du fluide neutre de *b* est principalement due à l'influence de l'électricité libre en E', laquelle agit à une plus courte distance que celles en E et sur A.

Communication de l'électricité par influence.

690. L'influence qu'exerce à distance une masse de fluide libre étant mise hors de doute par les expériences précédentes, il est facile de se rendre compte de toutes les circonstances qui accompagnent la communication de l'électricité entre les corps. Quand on met une sphère électrisée en contact avec une autre sphère qui ne l'est pas, toutes les deux étant conductrices et isolées, une partie de l'électricité libre de la première semble passer sur la seconde ; mais quoique le résultat soit le même, ce n'est pas tout à fait de cette manière qu'il faut concevoir le phénomène. A mesure que les deux corps se rapprochent l'un de l'autre, l'électricité libre du premier agit par influence sur le fluide neutre du second ; repoussant l'électricité de même espèce, elle attire celle de nom contraire, pour la neutraliser lors du contact, ou plutôt avant que ce contact ait lieu, au moment de l'étincelle ; et c'est l'électricité repoussée qui devient libre sur le second corps.

Lorsque deux sphères conductrices, isolées, et éloignées l'une de l'autre, sont chargées d'électricité de même espèce, dont les quantités ne sont pas telles qu'elles seraient si ces deux sphères étaient en contact, il arrive qu'en les rapprochant il se manifeste toujours sur l'une

d'elles, et dans la partie la plus voisine de l'autre corps, du fluide contraire à celui répandu primitivement sur les deux sphères. Les épaisseurs des couches électriques d'espèces différentes, dans les points les plus voisins des deux corps, augmentent à mesure qu'on les rapproche. Enfin pour une certaine distance, l'attraction mutuelle des fluides accumulés en ces points est assez forte pour vaincre la résistance de l'air : il y a alors étincelle électrique et explosion.

Le contact ayant eu lieu, si les deux sphères sont éloignées l'une de l'autre, puis rapprochées de nouveau, elles ne donnent plus d'étincelle, quoique électrisées. C'est qu'alors les quantités d'électricité libre répandues sur les deux corps étant les mêmes qu'au contact, il n'y a pas de raison pour que l'une plutôt que l'autre agisse par influence ; et l'électricité naturelle n'étant plus décomposée, il n'existe plus de fluides libres contraires qui tendent à se neutraliser. On peut donc poser en principe que l'étincelle accompagnée d'explosion, qui se manifeste entre deux conducteurs, dont l'un au moins est électrisé directement, indique toujours la neutralisation, à travers l'air, de deux masses fluides contraires.

Il suit de ce principe que la charge sur le conducteur d'une machine électrique, est réellement accumulée par l'influence du fluide libre apporté par le verre. On remarque en effet que, si le conducteur n'est pas armé de pointes vers le plateau, il se produit des étincelles entre ces deux corps. C'est que l'électricité positive développée sur le verre décompose par son influence le fluide neutre du conducteur, en attirant l'électricité négative, et repoussant le fluide positif. L'étincelle est alors produite par l'attraction mutuelle de l'électricité du plateau, et de celle contraire accumulée dans la partie voisine du conducteur ; cette attraction devenant assez forte pour vaincre la résistance de l'air.

691. Les mouvements relatifs qu'on observe entre des corps électrisés, ont sans doute pour cause les actions mutuelles des masses d'électricité libre, répandues sur ces corps, mais il est nécessaire d'expliquer comment des actions entre fluides impondérables peuvent déterminer ces mouvements. Si l'on suspend l'un près de l'autre deux corps non conducteurs, tels que deux boules de gomme laque, électrisées par le frottement ou toute autre cause, le fluide développé reste distribué sur ces deux corps de la même manière, qu'ils soient ou non dans le voisinage l'un de l'autre. Car la répulsion mutuelle des masses fluides ne saurait faire naître une nouvelle distribution sur les surfaces, à cause de la difficulté que l'électricité éprouve à s'y mouvoir. Dans ces circonstances, on peut admettre que la répulsion mutuelle des deux

Explication du mouvement des corps pondérables dû à l'électricité.

boules de gomme laque est due à la force qui retient chaque portion d'électricité, au point même où elle a été développée; car il résulte de cette force que les masses fluides, qui se repoussent, entraînent avec elles des particules pondérables dont elles ne peuvent se séparer. L'attraction observée entre deux boules non conductrices, électrisées différemment, s'explique de la même manière.

Mais les mouvements de deux boules conductrices doivent être attribués à une autre cause. En effet, la quantité d'électricité qui se répand sur un corps conducteur dépendant uniquement du volume de ce corps, et non de sa nature, il s'ensuit que la matière pondérable n'exerce ici aucune action sur le fluide électrique, qui, formant une couche superficielle, se dissiperait sans la résistance de l'air. De plus, le fluide pouvant se mouvoir sans difficulté sur la surface, sa distribution doit varier avec les influences extérieures. Supposons en présence l'une de l'autre deux boules conductrices isolées, et chargées de doses égales d'électricité de même espèce. La répulsion mutuelle de ces deux masses de fluide déterminera une inégalité dans leur distribution.

La tension électrique sera moindre sur les hémisphères en regard, que sur ceux opposés. Les couches d'air en contact étant ainsi inégalement pressées, et restant imperméables au fluide, se mouvront comme les vases contenant des liquides, dans le sens des plus fortes pressions; et les boules, suivant le mouvement de ces couches, s'éloigneront l'une de l'autre. Si ces boules étaient chargées de deux quantités égales d'électricités contraires, il y aurait attraction entre ces masses fluides, tensions plus fortes sur les hémisphères en regard, pressions plus intenses sur l'air en contact avec ces hémisphères, et par suite rapprochement des deux boules déterminé par la pression atmosphérique.

Cas d'attraction entre corps électrisés de la même manière.

692. Si les deux corps, électrisés de la même manière, sont inégaux, ou si, ayant le même volume et la même espèce d'électricité, l'un d'eux en a plus que l'autre, outre la répulsion de ces masses fluides inégales, il naîtra de nouvelles forces, provenant de la décomposition de l'électricité naturelle de l'un des corps, et conséquemment une attraction entre les parties les plus voisines. L'effet total dépendra de la résultante de ces actions contraires, laquelle variera avec la distance, ou avec la quantité de fluide neutre décomposé, et les intensités relatives des forces composantes. Il pourra donc arriver que deux corps, *bien* qu'électrisés primitivement de la même manière, se rapprochent au lieu de s'éloigner, et qu'il y ait entre eux étincelle et explosion, après quoi la répulsion aura nécessairement lieu. Si l'un des corps est seul électrisé, la décomposition du fluide neutre du second détermine

toujours l'attraction des deux corps ; il y a étincelle près du contact, puis répulsion.

Lorsqu'on veut déterminer la nature de l'électricité développée sur un corps, en le mettant en présence d'un pendule isolé, préalablement chargé d'électricité connue de nom, un rapprochement trop brusque pourrait induire en erreur. Car quoique le fluide à reconnaître fût de même espèce que celui du pendule, le corps soumis à l'épreuve étant placé trop près, une décomposition d'électricité naturelle pourrait donner lieu à une attraction. Afin que l'épreuve réussisse et ne trompe pas, il faut approcher lentement le corps chargé d'une électricité inconnue, et remarquer si le premier effet manifesté sur le pendule est une attraction ou une répulsion ; une distance moindre que celle correspondante à cette première observation peut déterminer l'attraction dans tous les cas.

693. Une boule légère recouverte d'une feuille métallique, et suspendue par un fil conducteur, est toujours attirée par les corps électrisés qu'on lui présente. On concevra facilement ce résultat, en remarquant que l'électricité libre du corps, de quelque espèce qu'elle soit, doit décomposer à distance le fluide neutre de la boule, et retenir à la surface celle de même nom. Une petite tige conductrice, soutenue horizontalement sur un pivot métallique, à l'aide d'une chape pratiquée en son milieu, tourne vers tout corps électrisé que l'on approche de l'une de ses extrémités ; ce mouvement de rotation, et sa direction relative, s'expliquent comme l'attraction de la boule conductrice non isolée. Ces deux systèmes, et surtout le dernier, forment des appareils utiles pour reconnaître une faible dose d'électricité sur un corps. Instruments pour constater la présence de l'électricité.

On peut aussi constater la présence de l'électricité, au moyen d'un instrument connu sous le nom de *carillon électrique*, que Franklin avait imaginé pour être averti de la charge d'un conducteur isolé. Il se compose de trois timbres, entre lesquels sont suspendus, par des fils de soie, de petites boules métalliques creuses B′ et B″ ; ces timbres sont fixés, au-dessous d'une tige métallique horizontale communiquant avec le conducteur, l'un T par une tige isolante, les autres T′ et T″ par des chaînes conductrices ; le premier timbre T, qui occupe le milieu, communique avec le sol. Voici maintenant le jeu de l'appareil : si le conducteur se charge d'électricité, positive par exemple, les timbres T′ et T″ étant électrisés attirent les pendules B′ et B″, en décomposant leur fluide neutre ; près du contact il y a étincelle, et les boules, électrisées positivement, sont repoussées par T′ et T″ ; dépassant leurs positions d'équilibre par rapport à la gravité, elles se rapprochent du timbre T, qui d'ailleurs les attire, en vertu de la dé- Fig. 361.

composition que l'électricité libre détermine dans le fluide neutre du réservoir commun ; en touchant le timbre T, les pendules reviennent à l'état naturel, puis se chargent d'électricité négative, et retombent, pour être attirés de nouveau par T' et T'' ; et ainsi de suite. On conçoit que l'on puisse disposer les timbres et les pendules assez près les uns des autres, pour qu'il y ait choc à chaque attraction, et conséquemment un son produit.

Électroscopes. 694. Pour déterminer la nature de l'électricité développée sur un corps, on emploie des instruments appelés *électromètres* ou *électroscopes*. Coulomb s'est servi, pour des expériences délicates et où il s'agissait de très-petites quantités d'électricité, d'un électroscope dont la forme se rapproche de celle de la balance électrique : le levier est suspendu à un fil de soie sans torsion ; après avoir communiqué au disque de clinquant une faible dose d'électricité connue, on dispose un petit conducteur terminé par deux boules, et enveloppé d'un cylindre de verre qui sert à le maintenir, de telle manière que l'une des boules soit dans la cage de l'instrument, tandis que l'on touche l'autre avec le corps à éprouver; suivant que le disque est attiré ou repoussé, on conclut que l'électricité communiquée au conducteur, est de nom contraire à celle du disque ou de même espèce. Pour que le résultat soit plus sensible, on s'arrange de manière qu'il y ait répulsion, lorsqu'on place la boule inférieure du conducteur très-près du disque, mais *sans le toucher*.

Fig. 362.

On forme les électromètres ordinaires en suspendant au couvercle métallique d'un bocal de verre, ou deux pailles conductrices par des crochets très-mobiles, ou deux boules de sureau par des fils de lin, ou enfin deux feuilles d'or tombant parallèlement; ce dernier électroscope est plus sensible que les autres. La cage en verre devant ne contenir que de l'air parfaitement sec, il est bon d'y faire séjourner une substance desséchante, telle que de la chaux caustique. Pour se servir d'un électromètre, on touche un instant la garniture métallique avec un corps électrisé, les deux corps légers, possédant la même espèce d'électricité, s'écartent l'un de l'autre. Supposons que l'instrument, l'électromètre à pailles, par exemple, soit ainsi chargé d'électricité positive; si on présente au-dessus du couvercle un corps électrisé positivement, il repoussera l'électricité de même nom, répandue sur l'instrument; les pailles acquérant une surcharge s'écarteront encore plus. Si le corps soumis à l'épreuve est au contraire électrisé négativement, il attirera le fluide libre de l'électromètre vers la garniture, et les pailles se rapprocheront. Ainsi, suivant que le corps approché détermine un plus grand ou un moindre écartement des pailles, il contient de

Fig. 363.

l'électricité identique, ou de nom contraire à celle dont l'instrument est chargé.

Mais il est fort important de ne pas présenter trop brusquement le corps éprouvé; car dans le cas d'électricités contraires, le corps placé trop près pourrait décomposer l'électricité naturelle du métal, et après avoir déterminé le rapprochement des pailles, les faire s'écarter de nouveau, en repoussant vers elles de l'électricité de même nom que la sienne. Or ces deux effets se succédant nécessairement, lorsqu'on diminue le distance qui sépare le corps de la garniture, un mouvement trop rapide peut empêcher d'apercevoir le premier effet, et faire conclure du second, seul constaté, une conséquence fausse.

695. Pour charger préalablement d'électricité positive par exemple, la garniture d'un électromètre, on peut en approcher sans le toucher un bâton de résine frotté. L'instrument est électrisé par influence, et les pailles chargées d'électricité négative se repoussent. Si l'on éloignait la résine, il y aurait recomposition, et l'instrument ne conserverait aucune trace d'électricité; mais si, lors de l'influence, et les pailles étant écartées, on touche un instant la garniture avec le doigt, le fluide repoussé fuit dans le réservoir commun, et les pailles se rapprochent; si l'on éloigne ensuite le bâton de résine, on voit les pailles s'éloigner par la nouvelle distribution du fluide positif resté sur l'instrument. Cette méthode d'électrisation par influence doit être préférée quand le corps dont on se sert pour charger l'électromètre est peu conducteur. Charge par influence de l'électroscope.

On interroge souvent l'électroscope en le chargeant d'abord, par contact ou par influence, d'une électricité inconnue dont on détermine ensuite la nature. Par exemple, supposons qu'il s'agisse de reconnaître l'espèce d'électricité développée en petite quantité sur un corps isolé, qu'on se serve de l'électroscope à feuilles d'or comme le plus sensible, et qu'il soit préférable d'agir par influence. Voici la suite des opérations. On touche avec un doigt mouillé la garniture métallique, en même temps qu'on lui présente le corps électrisé, à une distance d'autant plus petite que sa charge est plus faible; l'instrument s'électrise alors par influence, le fluide repoussé fuit dans le sol, et il reste sur la garniture de l'électricité contraire à celle influente. Après avoir retiré le doigt pour isoler l'instrument, on éloigne le corps; une partie de l'électricité de la garniture se répand sur les feuilles d'or qui s'écartent. Enfin on approche lentement de la garniture un bâton de résine frotté; suivant que le premier effet produit par cette épreuve est une augmentation ou une diminution de l'écartement des feuilles, on en conclut que l'instrument se trouve chargé de fluide négatif ou

positif, et inversement que l'électricité inconnue est positive ou négative.

Réaction de l'électricité par influence.

696. Dans des cas semblables, où les charges électriques à éprouver sont très-faibles, on se sert avec avantage d'un électroscope dont la sensibilité est augmentée par une disposition très-simple : deux tiges métalliques s'élèvent symétriquement du fond métallique de la cage de verre, et se terminent, à la même hauteur, par de petites boules de métal, de part et d'autre des extrémités libres des feuilles d'or, et dans le plan où s'opèrent leurs écarts. Quand les feuilles sont électrisées et se repoussent, leur électricité libre développe sur les boules voisines du fluide contraire, qui par son attraction augmente l'écartement. La présence de ce fluide contraire détermine d'ailleurs une nouvelle distribution de la charge électrique sur l'instrument, en augmentant la portion qui se répand sur les feuilles; et c'est surtout à cet effet de réaction qu'il faut attribuer la plus grande sensibilité de l'électroscope ainsi modifié.

Fig. 364.

En général, si l'on approche d'un conducteur isolé et électrisé A, un autre corps B communiquant avec le sol, l'électricité libre de A développe par influence du fluide contraire sur B, qui réagit à son tour, en augmentant l'épaisseur de la couche électrique aux points de A les plus voisins. On conçoit que si ce dernier corps communique avec une source d'électricité, l'effet de la réaction dont il s'agit sera d'accumuler sur sa surface une plus grande quantité de fluide libre. Mais il importe de prouver cette accumulation par des expériences directes; car elle sert de principe à la théorie de plusieurs appareils, qui permettent de condenser l'électricité fournie, soit par une machine puissante pour produire des effets énergiques, soit par une source très-faible afin d'en constater l'existence.

Théorie de l'électricité latente.

697. Lorsqu'on met en présence l'un de l'autre deux plateaux métalliques isolés A et B, munis sur leurs faces extérieures de deux petits pendules à tiges conductrices *a* et *b*, si l'on électrise le plateau A, positivement par exemple, on voit non-seulement le pendule *a* s'écarter de A, mais aussi le pendule *b* de B. Ce dernier écartement, dû à une électrisation par influence, est d'autant plus grand que la distance des plateaux est plus petite. Si l'on éloigne ensuite B de A, cet écartement diminue, et B rentre dans l'état naturel. Il est évident que la quantité d'électricité négative, attirée vers la surface antérieure de B, est limitée par l'attraction que l'électricité positive repoussée sur la face postérieure exerce sur elle, et qu'elle augmenterait si cette force était supprimée. Or on opère facilement cette suppression en mettant B, lorsqu'il est soumis à l'influence de A, en contact avec le réservoir

Fig. 365.

commun ; le pendule *b* retombe alors sur le plateau B, ce qui n'indique pas que ce plateau cesse d'être électrisé, car il contient de l'électricité positive vers sa face antérieure, qui est même en plus grande quantité qu'avant, et qui se manifeste par l'écartement du pendule *b*, quand l'influence de A est écartée.

Lorque l'on met ainsi B en contact avec le sol, et que le pendule *b* redescend, l'électricité de A semble se perdre aussi, car on remarque que le pendule *a* se rapproche beaucoup de ce plateau. Mais comme ce corps n'a pas été touché, cet effet, ou cette moindre tension de l'électricité sur la face postérieure de A, est dû à une nouvelle distribution de la même quantité d'électricité sur ce corps. Il suit de là que si l'on avait électrisé A, en le mettant en contact avec une source constante d'électricité positive, la nouvelle distribution d'électricité, qu'a déterminée la fuite de l'électricité positive de B dans le réservoir commun, permet au corps A de recevoir une seconde dose d'électricité, quand on le met de nouveau en contact avec la source. Cette seconde dose décompose une nouvelle portion du fluide naturel de B, et le pendule *b* s'écarte. Si l'on fait communiquer une seconde fois B avec le sol, son pendule *b* retombe, et il s'accumule sur sa face antérieure une nouvelle quantité d'électricité négative, qui change encore la distribution de l'électricité sur A, en sorte que *a* se rapproche du plateau, et indique que la source peut encore donner une troisième dose d'électricité à A.

Accumulation de l'électricité latente.

698. On peut donc par une suite d'opérations semblables, c'est-à-dire en mettant successivement A et B en contact, le premier avec la source, le second avec le sol, accumuler sur A une quantité d'électricité positive beaucoup plus grande que celle qui lui serait communiquée par la source constante, si le corps B n'était pas en sa présence. Il est évident que l'accumulation aura lieu avec la même intensité, si A ne cesse pas de communiquer avec la source et B avec le réservoir commun ; mais en rendant ces communications périodiques et alternatives, on démontre la réalité de cette accumulation par les mouvements des pendules *a* et *b*.

Une autre conséquence à tirer, dans cette série d'opérations, de la chute des pendules lorsqu'on met B en communication avec le sol, chute qui est totale pour *b*, et partielle pour *a*, c'est que A contient alors plus d'électricité positive que B ne contient d'électricité négative, cette dernière étant totalement déguisée ou latente. En effet, l'électricité positive $+$ E de A doit l'emporter en masse sur celle négative $-e$ de B, puisqu'elle a repoussé, dans le réservoir commun, une quantité $+e$ du fluide positif de B, malgré l'attraction à moindre distance que $-e$ exerçait sur ce dernier fluide. D'ailleurs $+$ E main-

tiendrait, par une attraction exercée en quelque sorte au contact, une quantité — E d'électricité négative, sur le plateau A lui-même; la quantité — e du même fluide, que + E retient sur B, par son attraction à la distance des deux plateaux, est donc nécessairement moindre que — E en valeur absolue.

Supposons donc que la source soit susceptible de répandre sur A une quantité ε d'électricité, lorsque le corps B n'existe pas dans son voisinage. Si, tandis que cette source communique avec A, le corps B est très-voisin et communique avec le sol, il s'accumulera sur A une quantité + E d'électricité plus grande que ε, et B contiendra une quantité — e d'électricité latente ou déguisée, telle que e sera nécessairement moindre que E. Le rapport $\frac{e}{E}$, plus petit que l'unité, ne dépendra évidemment que de la distance des deux plateaux; soit m ce rapport, on aura $e = mE$.

Si l'on isole ensuite les corps A et B, toujours en présence, et possédant ainsi, l'un E d'électricité positive, et l'autre une quantité e d'électricité negative et latente; que l'on mette ensuite A en contact avec le sol, il s'écoulera une certaine quantité de son électricité, précisément celle ε que la source lui eût fournie sans la présence de B; mais il restera sur A une portion E′ d'electricité positive, rendue latente par l'électricité négative e de B. Ce sera alors e qui surpassera E', et l'on aura entre ces nombres l'équation $E' = me$; d'où $E' = m^2 E$, et enfin, puisque $E - E' = \varepsilon$: $\frac{E}{\varepsilon} = \frac{1}{1 - m^2}$. Ainsi le rapport de E à ε, ou l'accumulation de l'électricité sur A, sera d'autant plus grande que m approchera plus de l'unité. Au moment où l'on a interrompu toute communication de A avec la source, de B avec le sol, le pendule a était élevé, et celui b vertical; quand on touche ensuite A, a retombe tout à fait, et b se relève au contraire; l'inverse aura lieu si, A étant isolé, on touche B; et cet effet peut se reproduire périodiquement un grand nombre de fois.

Condensateurs. 699. Telle est la théorie de l'électricité latente, qui explique l'action de plusieurs instruments au moyen desquels on produit les plus brillants phénomènes de l'électricité. C'est encore sur cette théorie qu'est fondée le *condensateur*, instrument imaginé par Volta, pour accumuler et rendre sensibles des quantités d'électricités provenant de sources si faibles, que leur présence ne serait pas reconnue par les électromètres ordinaires.

En général, on donne le nom de *condensateur* à tout appareil destiné à accumuler sur une surface, par le jeu de l'électricité latente,

une quantité d'électricité très-grande comparativement à celle d'une source. Cet instrument se compose le plus souvent de deux feuilles métalliques séparées par une plaque de verre; mais quand il s'agit de faire reconnaître des sources d'électricité très-faibles, on doit préférer l'interposition d'une couche de vernis isolant de petite épaisseur, ce qui rend l'instrument plus sensible. Le condensateur de Volta se compose d'un plateau métallique appelé *collecteur*, reposant sur un morceau de bois recouvert d'un taffetas vernis, qui s'oppose à la réunion des deux électricités. FIG. 366.

700. L'électroscope à feuilles d'or acquiert une grande sensibilité quand il est muni d'un condensateur. La cage en verre est recouverte par un plateau métallique, au-dessous duquel sont suspendues les feuilles d'or, et qui est garni, en dessus, d'un vernis à la gomme laque. On place sur lui un autre plateau métallique, recouvert en dessous du même vernis, et porté par un manche isolant. La double couche de gomme laque suffit alors pour empêcher la réunion des deux électricités. Quand on met les plateaux en communication, l'un avec le sol, l'autre avec une source d'électricité, il y a condensation et électricité latente. Si l'on isole ensuite ces plateaux, et qu'on enlève le supérieur, l'électricité latente du plateau inférieur, devenue libre, se manifeste par l'écartement des feuilles. Électromètre condensateur. FIG. 367.

701. On emploie souvent, pour se procurer une étincelle électrique, un instrument connu sous le nom d'*électrophore*. Il se compose d'un gâteau de résine, entouré d'une garniture en bois qui le préserve des chocs extérieurs, et sur lequel on place un plateau métallique à manche isolant. La résine est facilement électrisée négativement, en la frappant avec une peau de chat. A cause de sa non-conductibilité, on peut poser sur elle le plateau, sans que son électricité puisse y passer; cette électricité négative agit alors par influence en décomposant le fluide naturel du plateau, que l'on fait communiquer avec le sol, en sorte qu'il n'y reste que du fluide positif latent. Si l'on écarte ensuite le plateau isolé, son électricité latente devenue libre peut être communiquée à un autre corps. Électrophore. FIG. 368.

On a appliqué l'électrophore au *briquet à gaz*, qui contient un réservoir de gaz hydrogène; lorsqu'on ouvre un robinet, le gaz s'échappe, et une étincelle électrique traverse le jet et l'enflamme. C'est pour produire cette étincelle qu'un électrophore est adapté à l'appareil. Le mécanisme qui sert à ouvrir le robinet fait tourner un petit levier auquel est suspendu le plateau, mobile sur une charnière; ce plateau étant soulevé emporte l'électricité latente, et vient toucher un petit conducteur isolé, destiné à transmettre cette électricité sur un FIG. 369.

des côtés du jet de gaz ; de l'autre côté se trouve l'extrémité d'un second conducteur communiquant avec le sol, et c'est là que l'étincelle est produite. Il faut établir entre le plateau et le conducteur isolé une distance convenable, pour que l'étincelle ne parte qu'au moment où le jet de gaz a parcouru l'intervalle nécessaire. Le plateau métallique communique avec le sol, lorsqu'il repose sur le gâteau de résine, au moyen d'une feuille d'étain. L'électrophore étant renfermé dans une boîte où l'air est sec, peut conserver son électricité pendant plusieurs mois.

Bouteille de Leyde. 702. De tous les appareils où l'électricité s'accumule par la puissance de l'électricité latente, le plus important est la *bouteille de Leyde*, ainsi appelée du nom de la ville où furent découverts les phénomènes qu'elle peut produire. La partie essentielle de cet instrument consiste dans une lame de verre, qui ne doit pas être très-épaisse, et à laquelle on donne pour plus de commodité la forme d'une bouteille. Elle est recouverte sur la plus grande partie de ses deux faces, Fig. 370. de feuilles ou *garnitures* métalliques; comme il faut que ces garnitures ne soient pas en communication, on recouvre de gomme laque le reste de la surface du verre, qui seule est trop hygrométrique pour fournir un bon isolateur. Une tige métallique traverse le bouchon; elle touche la garniture intérieure, directement, ou par l'intermédiaire d'une chaîne conductrice; à l'extérieur, cette tige, *ordinairement* recourbée en forme de crochet, se termine ensuite *par une boule*.

Pour former la garniture intérieure, on se contente souvent de jeter dans le flacon des feuilles de clinquant, qui produisent le même effet. On se sert aussi, au lieu de bouteille, d'une grande jarre à large ouverture, ce qui permet d'appliquer plus facilement des feuilles métalliques, en ayant toujours soin d'isoler complétement le reste des surfaces du verre, par une couche de gomme laque. Quelle que soit la configuration de la lame de verre, ainsi garnie de lames de métal sur les deux faces, qu'elle soit plane comme dans le *carreau magique*, ou contournée en bouteille, elle constitue un véritable condensateur, et l'on peut accumuler sur l'une des surfaces l'électricité d'une source, en mettant l'autre en communication avec le sol, afin d'y développer de l'électricité latente.

Charge et décharge. 703. Pour charger une bouteille de Leyde, on la tient à la main par sa surface métallique extérieure, et l'on met en contact avec une machine électrique en activité la tige qui fait partie du système de la garniture intérieure ; ou bien, l'appareil étant suspendu par le crochet de sa tige au conducteur de la machine, on attache à un anneau fixé au-dessous du flacon une chaîne qui touche le sol. Dans les deux cas la

bouteille, éloignée du conducteur sans que sa tige cesse d'être isolée, se trouve chargée intérieurement de l'espèce d'électricité fournie par la source, et extérieurement de fluide contraire, en totalité à l'état latent.

Si l'on réunit les deux garnitures d'une bouteille de Leyde, ainsi chargée, par un système de corps conducteurs, les deux électricités accumulées se précipitent l'une vers l'autre pour former du fluide naturel; il y a alors une explosion d'autant plus forte que la source est plus énergique, et la cause condensante plus puissante. C'est là ce qui constitue la *décharge de la bouteille de Leyde*. Pour opérer cette décharge on se sert d'une sorte de pince métallique, dont les branches courbes sont terminées par des boules, et réunies par une articulation; des manches en verre fixés sur ces branches servent à les tenir, et à rapprocher leurs extrémités des corps qu'il s'agit de mettre en communication; on donne à ce système le nom d'*excitateur*. FIG. 371.

La bouteille de Leyde ne se charge que très-faiblement, si sa face extérieure est isolée, tandis que sa tige communique avec une source d'électricité; c'est alors comme une simple lame qui ferait partie du conducteur de la machine. Il est donc essentiel que la garniture extérieure communique avec le sol, au moins pendant un temps très-court, pour qu'il se passe dans l'appareil cette série d'actions analysées dans la théorie de l'électricité latente, et pour qu'il y ait accumulation. On peut s'assurer facilement que, comme l'indique la théorie, les deux faces d'une bouteille de Leyde chargée contiennent des électricités contraires; il suffit pour cela d'adapter à l'instrument deux petits pendules communiquant chacun avec l'une des garnitures, et de répéter alors toutes les expériences que nous avons indiquées plus haut, sur le système de deux plateaux métalliques très-voisins. FIG. 372.

Lorsque la bouteille est chargée, le pendule communiquant avec l'intérieur est seul relevé. Mais si l'on isole l'instrument, en le posant, par exemple, sur une plaque de verre, le pendule de la garniture extérieure s'élève aussi peu à peu, et indique conséquemment de l'électricité libre sur cette garniture. Cela tient à ce que l'électricité intérieure, se perdant en partie au contact de l'air et de la tige, ne peut plus retenir à l'état latent toute l'électricité extérieure, qui se manifeste alors. Sitôt qu'une portion de cette dernière est devenue libre, les deux garnitures perdent de l'électricité; mais, d'après la loi connue, l'intérieur plus chargé doit perdre davantage, en sorte que les deux charges tendent à s'égaliser. On voit en effet, au bout d'un certain temps, les deux pendules, s'ils sont bien comparables, indiquer la même répulsion; ils descendent ensuite des mêmes quantités, car les charges

absolues et leurs pertes restent égales à partir de cette époque. Une bouteille de Leyde ayant été chargée, et ensuite isolée, si l'on touche successivement sa tige et sa face extérieure, à chaque contact on obtient une étincelle, et le pendule de la garniture touchée baisse, tandis que l'autre se relève; enfin on finit par décharger ainsi l'appareil, les électricités accumulées devenant insensibles après un certain nombre de contacts.

Utilité des garnitures.

704. On a vu (§ 698) que l'accumulation de l'électricité, dans le condensateur, est donnée par le rapport $\frac{E}{\varepsilon}$; E représentant la charge totale du plateau qui reçoit l'électricité de la source, et ε la portion de cette charge à l'état libre, ou non retenue par l'attraction du fluide latent de l'autre garniture. Il semble d'après cela qu'on pourrait toujours déterminer cette force condensante, ou le rapport $\frac{E}{\varepsilon}$, en portant deux fois à la balance de torsion, un plan d'épreuve qui aurait successivement touché au même point le plateau collecteur, faisant d'abord partie de l'instrument et ensuite détaché; ou autrement le rapport $\frac{E}{\varepsilon}$ étant égal à la fraction $\frac{1}{1-m^2}$, il suffirait de déterminer, par le plan d'épreuve, le rapport m des énergies électriques des deux plateaux, quand ils sont séparés de l'instrument. Mais il faudrait pour cela *que les électricités accumulées résidassent toujours sur les plateaux mêmes; or c'est* ce qui n'a lieu, ni dans la bouteille de Leyde, ni dans le carreau magique.

L'expérience prouve en effet que les garnitures métalliques sont seulement utiles pour la charge et la décharge, mais que ce n'est pas sur elles que résident les électricités accumulées. On se sert d'une bouteille de Leyde dont les garnitures puissent être enlevées, ou, ce qui revient au même, d'un simple plateau de verre, intercalé entre deux plaques métalliques; on peut charger ce condensateur par le procédé ordinaire, séparer ensuite successivement les plaques métalliques du plateau de verre, pour leur enlever par le contact avec le sol l'électricité libre qui peut y être répandue, et remonter de nouveau l'instrument; établissant alors une communication entre les plaques, à l'aide d'un excitateur, on obtient une décharge presque aussi forte que si l'on n'eût pas fait cette série d'opérations. On doit conclure de ce résultat que la charge réside presque tout entière sur les deux faces du verre. Cependant la lame de verre étant chargée, ensuite séparée des plaques métalliques, si l'on fait communiquer les deux surfaces, on n'obtient pas de décharge instantanée.

Les garnitures des condensateurs sont donc principalement utiles

pour la charge et la décharge, comme remédiant à la non-conductibilité du verre. La garniture intérieure n'agissant ainsi que comme corps conducteur, on peut lui substituer de l'eau. On peut même la supprimer, en terminant par une pointe intérieure la tige qui traverse le bouchon, et enlevant l'air contenu dans la bouteille par la machine pneumatique; l'électricité qui se meut librement dans le vide, se répand facilement sur les parois intérieures du vase, lorsqu'on charge l'instrument à la manière ordinaire.

705. Pour montrer que les deux garnitures d'une bouteille de Leyde sont chargées d'électricités contraires qui tendent à se réunir, on peut placer un pendule isolé entre deux boules conductrices, maintenues à la même hauteur, et communiquant avec les deux garnitures. Quand on a chargé, puis isolé la bouteille, le pendule est amené à la place indiquée; son électricité naturelle est décomposée par la double influence des boules voisines; celle de la garniture intérieure agissant plus fortement, l'attire d'abord, puis le repousse; il voyage ensuite successivement d'une boule à l'autre comme les pendules entre les timbres du carillon électrique; à chaque contact il y a étincelle ou recomposition de fluide naturel; et cette série d'oscillations finit par opérer la décharge de l'appareil. Preuve d'électricités contraires sur les garnitures. Fig. 373.

Un physicien allemand a imaginé une expérience curieuse, qui prouve également que les garnitures d'une bouteille de Leyde chargée contiennent des fluides contraires. Elle consiste à tracer d'abord avec la boule qui communique avec l'intérieur, des lignes ou des dessins sur la face plane d'un gâteau de résine, en tenant alors à la main la garniture extérieure. La bouteille étant ensuite posée sur un isolateur, on la prend par la boule, et l'on promène sur le même gâteau de résine, un point de la garniture extérieure, de manière à y tracer d'autres dessins. La non-conductibilité de la résine retient les électricités des deux garnitures, aux points de la surface du gâteau où le contact les a déposées. Pour manifester leur présence en ces points, on emploie un mélange de deux corps pulvérulents, qui s'électrisent par leur frottement mutuel; ce sont ordinairement du minium et du soufre; la poudre du premier corps s'électrise positivement, celle du second négativement. On projette ces poudres mélangées sur la surface du gâteau de résine, au moyen d'une espèce de soufflet; le soufre s'attache aux points sur lesquels on a déposé l'électricité positive, et le minium à ceux qui ont reçu l'électricité négative; ce qui fait paraître les dessins tracés, l'un en jaune, l'autre en rouge. En examinant de près ces dessins, on observe que les deux poudres affectent des formes différentes : elles sont arrondies pour le minium, anguleuses pour le soufre.

Moyens d'augmenter l'intensité de la charge.

706. La décharge de la bouteille de Leyde, ou celle de tout condensateur en général, produit des effets remarquables, lorsqu'elle se fait à travers des corps de diverse nature, établissant la communication entre les deux garnitures métalliques. Mais avant de décrire ces effets, il est nécessaire de rechercher d'abord les moyens dont on peut disposer pour augmenter l'intensité de la décharge, ou les masses d'électricités contraires traversant pour se recombiner les conducteurs qui servent à l'opérer; car on conçoit que les phénomènes, produits par cette décharge, doivent être d'autant plus sensibles qu'elle est plus intense. D'après la théorie de l'électricité latente les quantités de fluides, accumulées sur les garnitures d'un condensateur, sont d'autant plus grandes que la source employée est plus énergique, que la lame de verre est moins épaisse, et que les surfaces métalliques sont plus étendues. Il s'agit d'examiner jusqu'à quel point ces trois causes différentes peuvent concourir au but proposé.

La source ne peut être qu'une machine électrique en activité; son énergie dépend alors de la nature et de l'étendue des frottoirs, de la vitesse de rotation du plateau, et de la conductibilité de l'air. En effet, lorsque le système des conducteurs est muni d'un pendule indicateur (§ 688), on voit ce pendule s'élever successivement, tandis que la machine est en jeu, mais il finit toujours par atteindre une position stationnaire; on conclut de là que la tension électrique s'accroît sur les conducteurs, mais non indéfiniment, et qu'il arrive un moment où la charge n'augmente plus. C'est que, si le mouvement uniforme du plateau fournit de l'électricité avec une vitesse constante, en même temps le contact de l'air enlève à la charge, déjà acquise par les conducteurs, une portion d'autant plus grande que cette charge devient plus forte; la perte croissante, d'abord plus faible que le gain, doit donc finir par l'égaler; et, à partir de cette époque, il y a autant d'électricité enlevée par le contact de l'air, que d'électricité développée par le jeu de la machine. Cet équilibre s'établit d'autant plus tard, et conséquemment la limite de la charge est d'autant plus forte que le mouvement du plateau fournit plus d'électricité, et que l'air en enlève moins. L'énergie de la source sera donc favorisée par toutes les circonstances qui augmentent le développement de l'électricité, et par celles qui diminuent la conductibilité de l'air. Ainsi, plus les frottoirs sont étendus et nombreux, plus le plateau de verre est grand et se meut vite, plus l'air ambiant est sec, et plus la machine est capable de charger fortement un condensateur.

L'épaisseur de la lame de verre qui sépare les deux garnitures ne peut être diminuée au delà d'une certaine limite; car l'expérience

prouve que la tendance à la réunion des deux électricités, accumulées sur les deux surfaces de cette lame, peut en déterminer la rupture, quand leurs masses, ou plutôt les pressions qu'elles exercent sur le verre, sont trop considérables. On est donc obligé de conserver à la lame isolante une épaisseur telle, que sa rupture ne puisse avoir lieu. Il suit de là que le seul moyen, dépendant des proportions du condensateur, qui permettra d'augmenter sa charge, consiste à donner aux plaques métalliques de grandes surfaces.

707. A cet effet on assemble plusieurs bouteilles, de telle manière qu'elles puissent se charger et se décharger à la fois; cet appareil multiple porte le nom de *batterie électrique*. Toutes les bouteilles sont fixées dans une même boîte, recouverte d'une feuille d'étain, et communiquant avec le sol; un conducteur formé de plusieurs tiges métalliques fait communiquer toutes les garnitures intérieures, et peut être mis en contact avec la machine électrique. Un condensateur dont les deux surfaces métalliques comprennent chacune 8 à 10 pieds carrés, suffit pour produire la plupart des phénomènes dus au passage instantané de l'électricité à travers les corps. Batterie électrique. Fig. 374.

Lorsqu'une machine n'électrise que son conducteur, sa charge s'élève rapidement, et atteint bientôt une limite; mais quand elle est employée à charger une batterie, le pendule indicateur monte beaucoup plus lentement, et son écart stationnaire est moins élevé. Ces différences s'expliquent aisément; car la condensation produite par l'électricité latente produit le même effet que si l'on augmentait la surface du conducteur, d'autant de fois celle de la batterie, que le rapport $\frac{E}{\varepsilon}$ ou $\frac{1}{1-m^2}$ (§ 698) contient l'unité; c'est donc comme si la machine, dans son état ordinaire, avait un conducteur très-étendu; l'électricité fournie par le même plateau, animé de la même vitesse, devant ainsi se répandre sur une plus grande surface, l'accroissement de sa charge doit être plus lent dans le même temps. D'un autre côté, la perte par l'air, pour une même tension de l'électricité libre, est plus grande lors de la présence du condensateur, car la surface du conducteur se trouve augmentée de celle de la garniture intérieure, qui contient aussi de l'électricité libre; ainsi l'état d'équilibre, entre les quantités d'électricité fournie et perdue dans le même temps, doit s'établir pour une charge plus faible que si la machine n'avait que son conducteur à saturer.

708. Il suit de là que pour charger directement, et tout d'une pièce, un condensateur à grandes surfaces, il devient nécessaire de disposer d'une très-forte machine électrique. Mais on peut se servir Charge par cascade.

d'un appareil ordinaire, en employant un artifice particulier, connu sous le nom de *charge par cascade*. La batterie est alors composée de plusieurs boîtes, contenant chacune 4, 6, ou 8 bouteilles, et placées à la suite les unes des autres. On fait communiquer la garniture intérieure de la première boîte avec la machine; sa garniture extérieure avec celle intérieure de la seconde; la garniture extérieure de cette seconde avec celle intérieure de la troisième; ainsi de suite, jusqu'à la dernière qui communique avec le sol. En faisant agir la machine, l'intérieur de la première boîte se charge d'électricité positive, repousse le fluide du même nom de sa garniture extérieure, qui va charger l'intérieur de la seconde, et ainsi de suite. Par cette opération, toutes les boites qui suivent la première sont moins chargées qu'elle, mais ensuite on interrompt les communications successives, pour jeter sur toutes les garnitures intérieures une même tringle communiquant avec le conducteur de la machine, et sur toutes les garnitures extérieures une autre tringle communiquant avec le sol. Quelques tours de plateau suffisent alors pour terminer la charge de la batterie entière.

Décharge incomplète.

709. Pour opérer directement la décharge d'une batterie, il faut mettre une des boules de l'excitateur en communication avec le système des surfaces extérieures, puis approcher l'autre boule d'un point du conducteur à branches qui réunit toutes les garnitures *intérieures*. L'étincelle est d'autant plus brillante et plus longue, le bruit qui l'accompagne d'autant plus intense, que la charge est plus forte. Souvent, dans les condensateurs à grandes surfaces, les électricités accumulées ne disparaissent pas en totalité par une première décharge, et l'excitateur donne encore, quelque temps après, une seconde étincelle, il est vrai beaucoup plus faible que la première. Ce fait indique que les garnitures ne sont pas douées d'une conductibilité parfaite, ou plutôt que les électricités accumulées, qui résident sur les deux faces de la lame de verre, ne s'en éloignent pas sans difficulté, et éprouvent une sorte de résistance, qui, toute faible qu'elle est, suffit pour retenir en quelques points de petites fractions d'électricité, pendant le court instant de la décharge. Ces résidus se répandent ensuite uniformément sur les faces de la lame, par l'intermédiaire des feuilles métalliques, et constituent une nouvelle charge.

QUARANTE-TROISIÈME LEÇON.

Effets produits par le passage instantané de l'électricité. — Effets physiologiques. — Effets calorifiques et lumineux. — Transport des particules pondérables ; force expansive de l'électricité. — Effets mécaniques. — Vitesse de transmission de l'électricité. — Électricité atmosphérique. — Lois et variations de l'électricité atmosphérique. — Formation des nuages orageux. — De l'éclair. — Du bruit du tonnerre. — Effets de la foudre. — Paratonnerres. Choc en retour. — De la grêle.

---

710. Après avoir exposé les lois des forces électriques, donné la théorie des instruments propres à constater la présence de l'électricité libre, et à déterminer sa nature, enfin expliqué le jeu des appareils qui permettent de condenser le fluide électrique, il reste à décrire les effets produits par le passage instantané de l'électricité à travers les corps pondérables. Ces effets sont encore pour la plupart sans explication, mais leur étude est importante comme devant aider à la découverte de la cause réelle des phénomènes électriques. On peut les classer en effets physiques, chimiques et physiologiques ; nous nous attacherons particulièrement à ceux de la première classe, ceux de la seconde seront mentionnés en un autre lieu ; quant à ceux de la troisième, voici d'abord tout ce que nous pouvons dire à leur sujet. Effets du passage instantané de l'électricité.

711. Le corps humain, conduisant assez bien l'électricité, principalement par les liquides dont il est imprégné, peut remplir les fonctions de tout conducteur relativement à l'électricité. Ainsi, lorsqu'une personne, communiquant avec le sol, est en présence d'une source d'électricité, son corps doit être chargé par influence de fluide contraire, et s'il approche par quelque point du conducteur d'une machine en activité, il en tire des étincelles. Si la personne, isolée sur un tabouret dont les pieds sont en verre, communique directement avec la source, elle fait l'office du conducteur de la machine ; on peut tirer des étincelles de toutes les parties de son corps ; ses cheveux se hérissent, et deviennent lumineux dans l'obscurité comme toute pointe électrisée. Dans ces deux circonstances opposées, l'étincelle électrique, Effets physiologiques.

jaillissant d'une partie du corps, fait éprouver une sensation brusque et vive.

Quand on opère la décharge d'une bouteille de Leyde, en touchant à la fois les deux garnitures avec les mains, ou avec deux portions différentes de la surface du corps, on éprouve, principalement aux articulations, un mouvement accompagné d'une douleur d'autant plus vive que la charge est plus forte; c'est là ce qu'on appelle la commotion électrique. Si, plusieurs personnes se tenant par les mains à la suite les unes des autres, la première prend la bouteille chargée par sa face extérieure, et que la dernière vienne toucher le bouton de la tige, toutes éprouvent la même commotion. La décharge d'une batterie ordinaire suffit pour asphyxier, et peut occasionner des lésions dans l'organisme; une batterie de plusieurs centaines de pieds carrés tuerait infailliblement. La charge secondaire, qui se forme après la première décharge d'un condensateur puissant, est même dangereuse; il importe donc, pour éviter tout accident, de laisser pendant quelque temps une communication métallique entre les deux garnitures d'une batterie déchargée.

Effets calorifiques et lumineux. 712. Si l'on dispose certains corps sur le trajet de l'électricité, lors de la décharge d'une batterie, ou même d'une simple bouteille de Leyde, on remarque des effets qui exigent ordinairement une très-haute température, tels que l'oxydation des métaux. Si les *corps interposés* ne sont pas très-bons conducteurs, ils peuvent être *brisés*, *perforés*, et présenter des effets analogues à ceux produits par la foudre. Pour observer commodément ces phénomènes, on se sert de l'excitateur universel. Cet instrument se compose d'une petite table de bois, isolée
FIG. 360. par des pieds de verre; à chacune de ses extrémités, et un peu au-dessus, est disposée une tige métallique, terminée par deux boules, et mobile en son milieu autour d'un axe horizontal. C'est entre les deux tiges que l'on place le corps à éprouver, soit en l'attachant de part et d'autre à leurs extrémités voisines, soit en le posant sur la table, et abaissant les tiges pour qu'elles puissent le toucher. Les deux tiges sont ensuite mises en communication, l'une avec la garniture extérieure du condensateur par une chaîne conductrice, l'autre avec le système de la garniture intérieure à l'aide de l'excitateur ordinaire.

Un fil de fer de petite dimension et de longueur convenable, fixé entre les deux branches de l'excitateur universel, devient incandescent lors de la décharge d'un condensateur, brûle et se disperse en une infinité de petits grains à l'état d'oxyde. Un fil d'or dans les mêmes circonstances est volatilisé en poudre violette qui tache les objets voisins, en laissant sur elles des traces analogues à celles que l'on trouve

sur les murs, après la disparition d'un cordon de sonnette que la foudre a traversé. L'étincelle électrique ou le passage rapide de l'électricité, suffit pour enflammer les corps combustibles, comme l'hydrogène dans le briquet à gaz, la résine, l'esprit de vin, la poudre à canon. De l'éther mis dans une capsule, en contact avec la machine électrique, s'enflamme lorsqu'on soutire une étincelle, en présentant le doigt ou un conducteur au-dessus de sa surface.

Il est difficile d'assigner la véritable cause du développement de la chaleur, qui semble devoir accompagner l'explosion, ou la décharge électrique, pour produire les différents effets qui viennent d'être signalés. On l'a attribué à la compression subite qui résulte du passage rapide des fluides électriques, sur les corps qu'ils traversent. L'expérience suivante prouve qu'il y a en effet déplacement de l'air, lorsqu'une décharge électrique s'opère par étincelle entre deux conducteurs voisins. L'appareil se compose d'un fort tube de verre, vertical, fermé à ses deux extrémités par des bouchons que traversent des tiges métalliques terminées intérieurement par deux boules en regard l'une de l'autre, à une distance convenable; un autre petit tube, aussi vertical, communique par le bas avec le grand, et s'ouvre librement dans l'atmosphère; enfin un liquide coloré occupe le fond de l'appareil, et s'élève dans le tube latéral, jusqu'à une certaine hauteur; quant à la partie supérieure du gros tube, elle contient de l'air qui entoure les deux boules. Lorsqu'on met les parties extérieures des deux tiges, respectivement en communication avec les garnitures d'un condensateur, la décharge s'opère entre les boules par une étincelle, et l'on remarque que le niveau du liquide s'élève momentanément dans le tube latéral. FIG. 362.

L'air est donc déplacé, lorsque deux masses d'électricités contraires se portent l'une vers l'autre, pour se neutraliser à travers ce fluide. Ce déplacement brusque fait naître une compression locale qui, se propageant dans les couches éloignées, occasionne le bruit de l'explosion; et c'est à la chaleur dégagée par cette compression qu'on attribue la lumière de l'étincelle. Mais on ne saurait se rendre compte, dans cette hypothèse, des changements de volume que subit la lumière électrique, lorsque l'explosion a lieu dans un air de plus en plus raréfié, ni de la lumière pâle et colorée que présente l'électricité, lorsqu'elle se répand dans un espace vide.

On peut manifester la lumière électrique, en formant les conducteurs et les surfaces métalliques, sur lesquels l'électricité doit se répandre, de particules séparées les unes des autres par de petits intervalles. Si l'on compose avec ces conducteurs discontinus les deux garnitures d'une bouteille de Leyde, la charge et la décharge s'opèrent

par une multitude d'étincelles, qui sillonnent les parois du vase dans tous les sens. On peut aussi disposer des parcelles métalliques disjointes, de manière à former des dessins sur des plateaux ou des cylindres de verre; ces dessins deviennent lumineux lorsqu'on opère une décharge qui parcourt toutes leurs lignes.

Electricité dans le vide. Fig. 364.

713. Le passage de l'électricité dans le vide peut être observé à l'aide d'un long tube de verre, fermé par deux garnitures métalliques traversées chacune par une tige réunissant deux boules, l'une intérieure et l'autre extérieure; on fait le vide aussi complétement que possible dans ce tube, par une ouverture à robinet que l'on visse sur la machine pneumatique. Cet appareil est ensuite disposé de telle manière qu'une de ses extrémités communique avec le sol, tandis que la boule extérieure de la garniture opposée est maintenue à une petite distance du conducteur de la machine électrique. Quand on fait tourner le plateau, on aperçoit, dans l'obscurité, à chaque étincelle qui part du conducteur, un jet de lumière blanche et pâle, occupant tout l'intérieur du tube vide.

Fig. 362.

Au lieu de ce tube long et cylindrique, on se sert encore d'un vase fermé, de forme elliptique, appelé œuf électrique; on peut employer, pour faire le vide dans ce vase, le procédé imaginé par Rumford, dans le but de constater le rayonnement de la chaleur (§ 210). La lumière électrique se transforme alors en jets courbes et *discontinus*, de couleurs variées, et qui réunissent les deux boules *intérieures*, de manière à former une gerbe vers la boule la plus voisine de la source, et une sorte de foyer lumineux plus brillant à une petite distance de celle communiquant au sol.

Pour expliquer ces phénomènes, on remarque que le vide n'est jamais parfait lorsqu'il est obtenu par les machines pneumatiques, que le vide barométrique lui-même contient de la vapeur de mercure, et qu'il est permis d'attribuer encore l'apparition de la lumière, dans ces vides imparfaits, à la chaleur que développe la condensation subite des fluides rares qu'ils contiennent. Quant aux changements de couleur de la lumière électrique, leur cause est encore plus obscure. On sait seulement que l'humidité peut les occasionner, car les étincelles électriques ont des couleurs différentes, suivant l'état hygrométrique de l'air.

Transport des particules pondérables par l'électricité.

714. La nature des corps, entre lesquels une forte décharge a lieu, influe aussi sur la couleur de l'étincelle; ce qui semble tenir à ce que le fluide électrique emporte avec lui des particules, détachées des corps qu'il abandonne, comme l'indiquent les faits suivants, signalés par M. Fusinieri. Ce physicien a constaté que l'étincelle provenant

d'une forte décharge, et qui part d'un globe de laiton ou d'argent, emporte avec elle du métal en fusion. Si le globe d'argent est séparé de la boule de l'excitateur par une lame de cuivre placée obliquement, l'argent emporté par l'étincelle, perfore la lame de cuivre sur une épaisseur qui peut avoir plusieurs centimètres, se loge en partie dans ce canal oblique, et le reste pénètre dans la boule de l'excitateur. L'or est transporté de la même manière à travers une lame d'argent. Une forte étincelle qui éclate entre deux boules de métaux différents, d'argent et de cuivre par exemple, entraîne du cuivre sur l'argent, et réciproquement de l'argent sur le cuivre; chaque particule métallique transportée forme deux cavités opposées, l'une dans la boule d'où elle est détachée, l'autre dans la boule qu'elle pénètre, car chaque groupe de cavités correspondantes contient le même métal en fusion.

Il résulte de ces faits que l'étincelle, produite par une décharge entre deux corps conducteurs, entraîne avec elle des particules détachées de ces corps, lesquelles traversent l'air à l'état d'incandescence et de fusion, et brûlent à leur surface si elles sont facilement oxydables. C'est sans doute l'incandescence et la combustion de ces particules transportées, qui occasionne la lumière vive de l'étincelle dans ces circonstances, et ses diverses couleurs. Cette cause est rendue très-probable par plusieurs faits que nous citerons plus tard, sur la diversité des images produites, lors du passage de la lumière électrique à travers un prisme.

715. La force qui détache les particules métalliques transportées par l'étincelle, est très-probablement due à la répulsion du fluide libre, accumulée sur une certaine épaisseur à la surface du conducteur; car les molécules pondérables qui se trouvent comprises dans cette épaisseur doivent se repousser, d'autant plus fortement que la charge électrique est plus considérable; et cette répulsion peut être assez intense pour vaincre la force d'agrégation. Dans cette manière d'envisager le phénomène, la chaleur dégagée ne serait qu'une conséquence de la séparation des molécules superficielles, et la lumière, qui accompagne cette séparation, s'expliquerait comme les étincelles obtenues par le choc de l'acier sur le silex. Force expansive de l'électricité libre.

Un grand nombre d'expériences prouvent en effet l'existence d'une force d'expansion, qui tend à éloigner d'un corps conducteur les particules de sa surface, lorsque ce corps est instantanément traversé par une grande masse d'électricité libre. Priestley a observé que la décharge d'une forte batterie électrique, opérée par une grosse chaîne de métal, fait dégager de cette chaîne une poudre noirâtre, qui tache les corps voisins; la chaîne se trouvant avoir perdu une petite partie

de son poids, on doit conclure que la poudre observée est du métal très-divisé. La chaîne étant placée pendant l'opération sur une plaque de verre, les taches déposées ont la largeur et la couleur de chaque chaînon ; la poudre qui les forme s'enlève facilement à la partie supérieure mais au-dessous elle fait corps avec le verre. Si la décharge s'opère à travers un morceau de charbon placé sur une feuille de carton, entre les branches de l'excitateur universel, le charbon est réduit en poussière, qui pénètre et déchire le carton.

Ainsi, le passage instantané de l'électricité à travers un corps conducteur, tout en désagrégeant sa couche superficielle, peut produire sur elle deux effets très-distincts : la fondre par parties comme dans les expériences de Fusinieri, ou bien la réduire en poudre comme dans celles de Priestley. Il est d'autant plus difficile d'assigner la cause qui détermine un de ces effets plutôt que l'autre, qu'ils peuvent coexister sur le même corps conducteur, comme l'indiquent les faits suivants: Priestley, se servant d'une batterie de quarante pieds carrés, dont il opérait la décharge avec une petite plaque d'un métal poli, qui recevait l'étincelle directement en son centre, observa sur cette lame des taches circulaires, les unes composées de points brillants et de cavités indiquant une fusion superficielle, les autres d'une poussière noire peu adhérente; ces deux espèces de taches concentriques se succédaient alternativement; la tache centrale appartenait toujours à *la première* espèce. Ce phénomène se produisit sur des lames polies de *tous les métaux*, mais le nombre et la grandeur des cercles concentriques, ainsi que la profondeur des cavités, furent variables d'un métal à l'autre.

Tous ces effets, quelles que soient leurs différences, concourent à prouver que l'électricité libre, instantanément accumulée dans certaines parties d'un corps solide, tend à détruire la force d'agrégation ou l'attraction moléculaire. On prévoit, d'après cela, qu'un liquide électrisé doit paraître plus fluide ou moins visqueux, et éprouver une action capillaire plus faible, de la part des parois solides avec lesquelles il est en contact: c'est en effet ce que confirme l'expérience suivante. Si l'on suspend par une chaîne, au conducteur de la machine électrique, un vase métallique rempli d'eau, et muni d'un ajutage capillaire par lequel le liquide ne s'échappe que goutte à goutte ; aussitôt qu'on fait tourner le plateau, les gouttes diminuent d'abord de grosseur et se succèdent plus rapidement, puis l'écoulement se transforme en une veine continue et très-fine; la quantité d'eau fournie par l'orifice reste d'ailleurs la même dans tous les cas, et ne dépend que de la hauteur du liquide dans le vase. Cet effet est évidemment dû à une diminution, tant de la viscosité de l'eau, que de

l'attraction capillaire exercée sur le liquide par les parois de l'orifice.

716. Un corps non conducteur en plaque mince, tel qu'un plateau de verre, est percé lorsqu'on le met entre deux pointes métalliques, fixées aux deux branches isolées d'un excitateur universel, et garnies de gouttes d'huile, pour empêcher la dispersion de l'électricité, et faire en sorte que la décharge ait lieu entre les deux pointes, à travers la lame isolante. C'est par un effet semblable qu'une bouteille de Leyde, dont le verre est trop mince, se brise quand on la charge fortement. Un vase fermé, de petites dimensions, rempli d'eau, et contenant deux boules en regard dont les tiges traversent les parois, est brisé lorsqu'une forte décharge électrique s'opère entre ces boules. Effets mécaniques.

Si l'on place une carte parallèlement entre deux pointes métalliques, de telle manière que l'une soit à gauche et l'autre à droite, lors d'une décharge entre ces pointes la carte est percée, mais non au milieu : le trou est en face de la pointe où s'était accumulée l'électricité négative. Cette expérience fait penser que l'air oppose plus de résistance à l'électricité négative qu'à l'électricité positive ; ce qui semble confirmer cette opinion, c'est que l'appareil étant mis en jeu dans un air raréfié, le trou se fait dans la carte, en un point qui s'éloigne d'autant plus de la pointe négative que la raréfaction de l'air a été poussée plus loin. L'apparence d'une aigrette lumineuse dans l'obscurité, à l'extrémité d'une pointe laissant échapper de l'électricité positive, tandis que l'on n'aperçoit qu'une auréole, ou même un simple point lumineux, lorsque c'est de l'électricité négative qui se dissipe, fournit une nouvelle preuve de la moindre résistance que l'air oppose à l'électricité positive. Les formes diverses affectées par les amas de poudre qui figurent des dessins sur le gâteau de résine, dans l'expérience citée au paragraphe 705, confirment encore cette conclusion. Fig. 363.

717. On a longtemps essayé sans succès de déterminer la vitesse avec laquelle se propage l'électricité à travers les corps conducteurs. Si l'on touche l'une des garnitures d'une bouteille de Leyde avec un fil métallique faisant un grand nombre de circonvolutions, et terminée par une petite boule conductrice placée très-près de l'autre garniture, on ne peut observer aucun intervalle de temps appréciable, entre le moment du contact, et l'apparition de l'étincelle à l'autre extrémité du fil. Lorsqu'une décharge électrique s'opère dans un lieu très-obscur, où des corps sont en mouvement, ces corps momentanément éclairés par la lumière des étincelles paraissent complétement immobiles, quelque rapide que soit leur mouvement réel. Cette apparence assigne une durée excessivement petite, et tout à fait inappréciable, au phénomène de l'étincelle électrique. Vitesse de transmission de l'électricité.

M. Wheatstone est parvenu à mesurer la vitesse de transmission du fluide électrique, en se servant d'un appareil dont voici le principe:

Fig. 364. La pièce principale est une large plaque métallique, polie sur ses deux faces de manière à former un double miroir, mobile autour d'un axe vertical parallèle aux deux plans réfléchissants, et dont le prolongement parcourt la plaque longitudinalement, au milieu de son épaisseur. Un mécanisme convenable imprime le mouvement de rotation, et permet d'évaluer sa vitesse, ou de compter le nombre des révolutions faites dans un temps donné; nous supposerons que cette vitesse ait été réglée à cinquante tours par seconde. D'après la loi de la réflexion, l'image d'un point lumineux fixe, observée dans le miroir mobile, doit décrire à chaque demi-révolution une circonférence de cercle horizontale, ayant son centre sur l'axe de rotation, et dont le rayon est la distance qui sépare cet axe du point brillant. Si cette distance est de quatre mètres, par exemple, et que la vitesse ait la grandeur supposée, l'image décrira, par seconde de temps, cent circonférences de 4 mètres de rayon, ou un arc d'un demi-degré, ayant trois centimètres et demi de longueur, dans la $\frac{1}{72000}$e partie d'une seconde.

Imaginons que le phénomène lumineux, observé par réflexion sur le miroir mobile, soit une étincelle électrique, qui parte entre deux boules métalliques, situées verticalement l'une au-dessus de l'autre. On conçoit que cette étincelle doit mettre un certain intervalle de temps à se propager entre les boules, et que la lumière produite en chaque point de ce trajet doit y persister pendant un certain instant. Si la durée du parcours, et celle du passage en chaque point, étaient comparables à la $\frac{1}{72000}$e partie d'une seconde, l'apparence due à la réflexion devrait être celle d'un rectangle oblique, lumineux sur toute sa surface, à cause de la persistance des impressions produites sur la rétine; la longueur mesurée des côtés horizontaux de ce rectangle permettrait d'évaluer la durée de la lumière électrique, à chaque point où elle paraît, et l'on déduirait facilement de l'obliquité des deux autres côtés le temps du parcours, ou la vitesse de transmission de la lumière électrique à travers l'air. Or, dans ces circonstances l'apparence est une ligne brillante parfaitement verticale; le temps que l'étincelle met à se porter d'une boule à l'autre, est donc incomparablement plus petit que la $\frac{1}{72000}$e partie d'une seconde.

Fig. 365. Soient maintenant six boules métalliques *a, b, c, d, e, f,* semblables et disposées sur une même verticale; *a* communique avec la garniture extérieure d'un condensateur chargé; deux fils de laiton, ayant une même longueur de plusieurs centaines de mètres, réunissent *b* et *c*, *d*

et *e*; enfin la sixième boule *f* est munie d'un fil métallique que l'on met en contact avec la garniture intérieure du condensateur. Au moment de ce contact, la décharge s'opère par trois étincelles, l'une de *a* à *b*, la seconde de *c* à *d*, la troisième de *e* à *f*. Ces trois étincelles, observées simultanément par réflexion sur le miroir mobile, présentent chacune une ligne brillante; mais des trois lignes, celle du milieu est sensiblement écartée de la verticale qui contient les deux autres; cet écart indique que l'étincelle *cd* est en retard d'un intervalle de temps appréciable, relativement aux deux étincelles *ab* et *ef*, lesquelles se manifestent au même instant. Cet intervalle de temps est évidemment celui que le fluide électrique met à parcourir un des fils métalliques, *bgc*, *dhe*, dont la longueur est connue. M. Wheatstone a conclu d'expériences faites à l'aide de ce procédé, que l'électricité se transporte, sur un fil de laiton de 0,m002 de diamètre, avec une vitesse d'environ 460 000 000m, ou de 115 000 lieues par seconde; cette vitesse surpasse celle de la lumière dans le vide planétaire, qui est de 70 000 lieues.

718. On conçoit que les effets physiques et chimiques dus au passage rapide de l'électricité, seraient plus faciles à étudier, si l'on pouvait se servir d'une source énergique et continue, fournissant toujours de nouvelles masses d'électricités contraires, qui dussent traverser des corps conducteurs pour se neutraliser. Or, il existe des sources de cette nature, et nous aurons l'occasion de citer les appareils qui permettent d'utiliser leurs propriétés. Il convient donc de suspendre ici l'analyse des effets produits par l'électricité, pour la reprendre quand ces appareils seront décrits et expliqués. La théorie de l'électricité statique suffit d'ailleurs pour comprendre les phénomènes électriques qui se manifestent dans l'atmosphère, et c'est ici le lieu d'aborder cette branche de la philosophie naturelle. Phénomènes électriques dans l'atmosphère.

719. L'analogie des effets obtenus par les machines et les batteries électriques, avec ceux observés dans les temps d'orage, fit concevoir à Franklin la possiblité de démontrer l'identité de leurs causes; il imagina d'élever dans l'air des corps conducteurs, qui pussent rendre sensible l'électricité atmosphérique; mais n'ayant pas en Amérique les moyens nécessaires pour faire en grand ces expériences, il engagea les physiciens d'Europe à les essayer. Plusieurs d'entre eux élevèrent des pointes métalliques fixées à des cerfs-volants, dont les cordes, entourées de fils conducteurs, étaient retenues par des isolateurs, à une certaine distance du sol. Quand il passait un nuage orageux au-dessus de la pointe d'un de ces cerfs-volants, on pouvait soutirer de sa corde de grandes étincelles, au moyen d'un excitateur Preuves de l'électricité des nuages.

communiquant avec le réservoir commun; on observait alors des lames de feu de plusieurs pieds de longueur, dont l'apparition était accompagnée d'un bruit analogue à celui d'une arme à feu.

Charles, physicien français, fit construire un appareil semblable; son cerf-volant était retenu par un fort cordon de soie entrelacé avec un fil métallique, dont l'extrémité inférieure s'enroulait sur un cabestan isolé, ayant une manivelle en verre; on déroulait cette corde pour que le cerf-volant pût s'élever. Pour éviter tout danger, on avait placé, près de l'extrémité inférieure de la corde, un piquet de fer enfoncé profondément dans le sol; l'électricité suivant toujours le meilleur conducteur à distances égales, il n'y avait rien à craindre tant que le piquet métallique se trouvait entre l'observateur et l'appareil. On put alors étudier tous les phénomènes dus à l'électricité de l'atmosphère, et reconnaître que cette électricité change rapidement de nature dans les temps orageux, et passe en quelque sorte instantanément du positif au négatif, et réciproquement.

Appareils pour reconnaître l'électricité atmosphérique. Fig. 366.

720. Ce n'est pas seulement dans les nuages que l'on trouve de l'électricité libre: on peut s'assurer de sa présence dans l'atmosphère elle-même, au moyen d'un électromètre, dont la garniture est surmontée d'un conducteur plus ou moins long, terminé en pointe. Cet électromètre étant élevé, en rase campagne, à quelques mètres au-dessus du sol, indique des traces d'électricité, toujours *positive* lorsque l'air est très-sec, mais qui dans les temps de pluie est tantôt *positive*, tantôt négative. Dans ces dernières circonstances, il est nécessaire de fixer à la tige de l'électromètre un chapeau en laiton, de forme conique, et d'un diamètre assez grand pour que la garniture et la partie inférieure du conducteur soient préservées de la pluie.

Lorsqu'on veut faire ce genre d'expériences dans un cabinet, on réunit, par un fil conducteur, la garniture de l'électromètre avec une tige métallique isolée, fixée à la partie supérieure de l'édifice dans lequel on se trouve, et terminée en pointe vers le haut, disposition qui n'est pas indispensable, mais qui est quelquefois favorable. Il est prudent de fixer à une assez petite distance de la partie inférieure de cette tige isolée, une boule métallique dont la communication avec la terre soit bien établie, et sur laquelle cette tige puisse se décharger d'une trop grande masse d'électricité. La caisse de l'électromètre doit être petite, afin de diminuer le plus possible la masse d'air intérieure. Les pendules doivent être très-mobiles, et peuvent être formés de deux boules de sureau suspendues à des fils métalliques très-fins, ou simplement de deux pailles conductrices. L'écartement de ces pendules doit être observé à distance au moyen d'une lunette mobile sur un limbe horizontal.

Enfin il est nécessaire de former d'avance une table de graduation, qui donne pour chaque écartement la force de charge de l'instrument.

Voici de quelle manière on peut déterminer les éléments successifs de cette table. On se procure deux électromètres parfaitement semblables; si l'un d'eux, étant électrisé directement, présente un écartement de n centimètres, et qu'on le touche avec la tige du second, la charge se partageant également entre les deux garnitures, le même écartement n', moindre que n, offert par les deux instruments, et qu'on mesure avec soin, doit correspondre à une charge moitié de la première. Rétablissant le second électromètre dans son état naturel, on le met encore en contact avec le premier; il en résulte un nouvel écartement n'', moindre que n', et qui doit correspondre au quart de la charge primitive, ainsi de suite. Les distances n, n', n'',... ne décroissent pas aussi rapidement que les charges qu'elles mesurent, parce que la loi de la distribution de l'électricité sur les pendules change avec leur écartement.

Au lieu d'un conducteur d'une très-grande dimension, Saussure se servait d'une boule creuse de métal, attachée au bout d'une chaîne, dont l'autre extrémité pouvait glisser le long de la tige de l'électromètre; il lançait avec force cette boule dans l'atmosphère, la chaîne se tendait, et par suite du mouvement ascensionnel, son anneau inférieur abandonnait la tige. L'instrument restait alors chargé d'électricité de même nom que celle disséminée dans l'atmosphère. Cette charge devait évidemment provenir d'une décomposition de fluide neutre, produite par l'influence de l'électricité atmosphérique, lors de l'ascension de la boule.

721. Par une longue suite d'expériences, entreprises au moyen de ces différents appareils, on a constaté depuis longtemps que l'électricité disséminée dans l'air sec est toujours positive, et que cette électricité libre croît en intensité à mesure qu'on s'élève dans l'atmosphère. Durant leur ascension aérostatique, MM. Gay-Lussac et Biot ont remarqué qu'un fil métallique assez long, suspendu à la nacelle, se trouvait électrisé négativement dans sa partie supérieure, quoique le temps fût parfaitement serein; ce fait résulte de ce que les couches supérieures de l'atmosphère, plus fortement chargées d'électricité positive que les couches inférieures, déterminaient une électrisation par influence plus puissante, dans le fil métallique vertical. Loi de l'électricité atmosphérique.

MM. Becquerel et Breschet ont, tout récemment, mis hors de doute la loi générale sur l'état électrique de l'atmosphère, en appliquant sur une plus grande échelle le procédé de Saussure. Leur observation fut faite, par un temps serein, sur un des plateaux du mont Saint-Ber-

nard. L'appareil se composait d'un fil de soie, recouvert de clinquant, ayant 80 mètres de longueur, et déroulé sur un morceau de taffetas gommé de plusieurs mètres carrés, tendu horizontalement; un des bouts de ce fil embrassait par un nœud coulant la tige de l'électromètre, et l'autre extrémité était attachée au fer de lance d'une flèche. Cette flèche, lancée verticalement avec toute la force de l'arc, emportait le fil, dont le nœud inférieur abandonnait la tige.

Or, durant cette ascension on voyait les pailles de l'électromètre s'écarter progressivement, et finir par frapper fortement les parois de la cloche. L'électricité communiquée était toujours positive. La flèche ayant été lancée horizontalement à un mètre au-dessus du sol, l'électromètre resta à l'état naturel; ce résultat prouve que l'électricité recueillie, lors de l'ascension verticale du fil, ne pouvait provenir du frottement de la flèche contre l'air; il indique aussi que la couche atmosphérique, d'un à deux mètres d'épaisseur, qui touche le sol, ne contient pas d'électricité libre.

En général les électromètres, disposés pour recueillir l'électricité de l'atmosphère, ne donnent aucun résultat dans les lieux bas et abrités, tels que les cours des maisons, les rues des villes, les vallées étroites. En rase campagne ou sur les plateaux, il faut élever les appareils à deux mètres au moins au-dessus du sol, pour obtenir un écartement sensible des pailles. Saussure dans les Alpes, et M. Becquerel sur les rochers de l'Auvergne, ont constaté que les signes de *l'électricité atmosphérique*, très-sensibles au-dessus des sommets des monts, diminuent rapidement sur leurs versants, et sont nuls en général à leurs pieds.

Variations diurnes de l'électricité atmosphérique.

722. Il résulte incontestablement de tous ces faits que l'atmosphère, par un temps sec, contient toujours de l'électricité positive libre, dont l'intensité va en augmentant avec la hauteur au-dessus de la terre. Des observations suivies, faites dans un même lieu, et toujours par un temps serein, ont prouvé que l'état électrique des couches inférieures de l'atmosphère atteint chaque jour deux maxima et deux minima: un premier minimum deux heures environ avant le lever du soleil; un premier maximum quelques heures après ce lever; un second minimum deux heures environ avant le coucher du soleil; enfin un second maximum quelques heures après ce coucher.

Les variations ordinaires de l'hygromètre suffisent pour expliquer ces résultats généraux. Vers la fin de la nuit, une grande partie de l'électricité des couches inférieures de l'atmosphère s'est perdue dans le réservoir commun, tant par le dépôt de la rosée, que par la plus grande conductibilité de ces couches, due à leur maximum d'humi-

dité; quant aux couches supérieures, dont l'état hygrométrique reste toujours très-différent de la saturation, elles conservent leur électricité, mais sont trop éloignées pour agir par influence d'une manière sensible; l'électromètre, situé non loin de la terre, doit donc alors indiquer un minimum d'électricité. Dès que le soleil paraît sur l'horizon, la terre commence à s'échauffer, et les vapeurs qui s'élèvent vont donner plus de conductibilité aux couches moyennes, en sorte que l'électricité des couches supérieures se répand en plus grande quantité dans celles inférieures, pour se porter vers le sol; l'électromètre doit donc marcher vers un premier maximum.

Plus tard l'action échauffante des rayons solaires dessèche l'air, c'est-à-dire diminue son état hygrométrique; les régions élevées s'isolent plus complétement, et l'état électrique des couches inférieures diminue; l'électromètre doit donc descendre vers un second minimum. Mais quand l'astre s'approche rapidement de l'horizon, l'air se sature de vapeur par refroidissement; il devient meilleur conducteur, et l'écoulement de l'électricité des couches supérieures vers le sol reprenant son intensité, l'électromètre remonte vers un second maximum. Enfin toute la partie de l'atmosphère, limitée vers le haut par les couches où l'état hygrométrique est encore éloigné de l'humidité extrême, perd pendant la nuit la plus grande partie de son électricité, et l'électromètre descend alors jusqu'au jour suivant.

Il paraît plus difficile d'expliquer d'une manière satisfaisante pourquoi l'électricité de l'air serein, toujours mesurée dans la partie inférieure de l'atmosphère, est beaucoup moins forte en été qu'en hiver. On peut dire cependant que dans les beaux jours de l'été qui sont chauds et secs, l'écoulement vers le sol de l'électricité des régions supérieures doit être moins abondant qu'en hiver, époque à laquelle l'air est plus souvent voisin de l'humidité extrême. Quoi qu'il en soit, il résulte incontestablement, d'observations suivies avec soin, que la charge moyenne de l'électromètre, mesurant l'électricité atmosphérique dans les jours sereins, augmente progressivement depuis le mois de juillet jusqu'à la fin de janvier, pour diminuer ensuite.

Les observations électrométriques, faites dans les temps de pluie et de neige, donnent des indications trop dissemblables et trop irrégulières, pour qu'on puisse espérer d'en déduire aucune loi générale. Si l'on rapproche les résultats obtenus pendant les jours pluvieux d'une même année, on trouve à peu près le même nombre de jours où la charge de l'électromètre était négative, que de jours où elle était positive. Souvent l'électricité manifestée change plusieurs fois de signe dans les vingt-quatre heures. Saussure a observé que dans les jours

sereins de l'été, qui succèdent à la pluie, les périodes diurnes ont l'intensité de celles de l'hiver.

Cause de l'électricité atmosphérique.

728. Les physiciens ont cherché longtemps la cause du développement de l'électricité dans l'atmosphère. Plusieurs faits semblent prouver que l'évaporation de l'eau à la surface de la terre est l'origine de ce phénomène. Si l'on jette dans un creuset rougi au feu, une dissolution saline ou de l'eau ordinaire, et que l'on mette en contact avec la vapeur qui se dégage alors, un fil métallique uni au plateau collecteur d'un électromètre condensateur, on reconnaît que cette vapeur est chargée d'électricité positive, ou de la même espèce que celle disséminée dans l'atmosphère, lorsque le temps est serein.

Mais d'autres expériences indiquent que le développement d'électricité, observé dans le changement d'état des corps, doit être souvent attribué au frottement des fluides élastiques contre les parois des vases. Une série d'expériences entreprises par M. Pouillet ont éclairci ces faits : elles ont démontré que l'eau pure en s'évaporant ne donne pas de signes sensibles d'électricité, mais qu'il y a au contraire de l'électricité libre développée, lorsque l'eau soumise à l'évaporation contient un sel en dissolution ; la vapeur étant alors chargée d'électricité positive. Or l'eau ordinaire n'est jamais pure, on peut donc regarder son évaporation, à la surface de la terre, comme la source de l'électricité répandue dans l'atmosphère.

M. Pouillet a signalé une autre source de l'électricité *atmosphérique* dans l'acte de la végétation : ayant isolé des végétaux dans une caisse de verre, ce physicien observa que la caisse donnait au bout d'un certain temps des signes d'électricité négative, et que conséquemment le gaz acide carbonique formé était à l'état positif ; on savait d'ailleurs, par d'autres expériences, que lors de la combustion du charbon, l'acide carbonique qui se forme est électrisé positivement, tandis que le charbon restant s'électrise négativement. En rapprochant ces deux faits, M. Pouillet a cru pouvoir conclure que c'est la combinaison du charbon avec l'oxygène qui produit de l'électricité libre pendant la végétation. Mais on objecte à cette conclusion que ce n'est pas à la surface extérieure du parenchyme que cette combinaison s'opère, mais bien dans son intérieur, en sorte que l'acide carbonique formé, restant dans un contact prolongé avec le charbon en excès avant de se dégager, les électricités développées par la formation du gaz doivent se réunir, et tout signe d'électricité libre disparaître.

D'ailleurs comme il y a probablement compensation entre la quantité d'acide carbonique formée pendant la nuit, et celle décomposée pendant le jour, il devrait y avoir des phénomènes contraires produits

à ces deux époques, et en dernier résultat nullité d'électricité développée par cette cause dans l'atmosphère. On peut au reste attribuer l'électricité manifestée par la végétation, à l'évaporation de l'eau que contiennent les végétaux, et qui n'est jamais pure. Ainsi l'évaporation de l'eau, à la surface de la terre, est encore la seule cause à laquelle on puisse attribuer, dans l'état actuel de la science, le développement de l'électricité positive au milieu de l'atmosphère, dans les jours sereins.

724. Quoique l'air ne soit pas conducteur, on concevrait cependant que l'humidité qu'il contient pût transporter l'électricité développée à la surface de la terre, jusqu'à la hauteur des nuages, qui se trouveraient ainsi électrisés. Mais M. Gay-Lussac a trouvé une autre explication très-satisfaisante de cette électrisation : il regarde les globules vésiculaires qui forment les nuages, comme donnant à la masse d'air enveloppée la propriété de conduire l'électricité; un nuage étant ainsi considéré comme un corps conducteur, quoiqu'à la vérité assez imparfait, on conçoit qu'au moment de sa formation, toute l'électricité répandue dans la masse d'air qu'il embrasse, se porte peu à peu à sa surface; et que des nuages, ainsi électrisés à la manière des conducteurs isolés de nos machines, puissent donner lieu à une explosion lorsqu'étant chargés d'électricités contraires, ou inégalement chargés de la même espèce d'électricité, ils viennent à s'approcher ou à se rencontrer. Telle est probablement la cause première de l'accumulation de l'électricité dans les nuages. Électrisation des nuages.

725. Il reste à expliquer comment il se fait que les nuages soient électrisés, les uns positivement, les autres négativement, quoique l'atmosphère, où ils ont dû se former, ne contînt que de l'électricité positive. Les nuages occupant différentes hauteurs, et l'expérience indiquant que l'électricité atmosphérique, observée par un temps serein, est plus considérable à de plus grandes distances de la surface de la terre, on conçoit que les nuages supérieurs, chargés d'une plus forte quantité d'électricité positive que ceux formés au-dessous, peuvent agir par influence sur ces derniers, en repoussant leur fluide positif, qui se dissipant plus vite dans l'air que le fluide attiré, laisse de l'électricité négative libre sur les nuages inférieurs. Formation des nuages électrisés négativement.

Il est encore une cause très-générale qui peut donner lieu à la formation des nuages électrisés négativement. L'atmosphère étant généralement surchargée d'électricité positive, on conçoit que les corps situés à la surface de la terre, et principalement les sommets des monts par leur plus grande élévation, les masses d'eau à cause de leur plus grande conductibilité, doivent être électrisés par influence, et consé-

quemment surchargés d'électricité négative. Cet état électrique du sol résulte d'ailleurs d'un fait observé par Saussure et d'autres physiciens, que l'eau dispersée en gouttes fines, dans le voisinage des cascades, emporte avec elle de l'électricité négative. L'existence des nuages parasites qui s'attachent aux flancs des montagnes, et restent longtemps dans cette position malgré la force des vents, oblige d'admettre une force attractive, laquelle ne peut être que l'action à distance de l'électricité positive des nuages, sur l'électricité négative accumulée à l'état latent aux cimes élevées du sol.

L'état électrique de la surface de la terre, inverse de celui de l'atmosphère, étant prouvé par ces faits, il est évident que les brouillards humides, qui se forment à la surface des fleuves, des lacs et de la mer, doivent être électrisés comme des corps conducteurs en contact avec le sol; et si l'échauffement des rayons solaires vient à déterminer l'ascension de ces brouillards, il doit en résulter des nuages électrisés négativement. Saussure a en effet constaté, dans les Alpes, que les brouillards qui s'élèvent du fond des vallées, emportent avec eux de l'électricité négative.

De l'éclair. **726.** L'éclair est certainement dû à la réunion des deux électricités contraires, accumulées sur les parties voisines de deux nuages différents; mais contrairement à ce qui se passe dans le jeu de nos machines électriques, où l'étincelle est très-courte et n'est produite que lorsque les deux corps entre lesquels elle apparaît sont très-voisins l'un de l'autre, l'éclair ou l'étincelle due à la réunion des électricités de deux nuages différents peut avoir une longueur considérable, qui atteint quelquefois une lieue et plus.

On peut remarquer, pour expliquer cette différence, que les nuages étant formés de vésicules de vapeur qui établissent une sorte de conductibilité entre les particules d'air interposées, sont seulement un peu meilleurs conducteurs que l'air qui les enveloppe, et auquel son état hygrométrique, voisin de la saturation, donne déjà à un assez haut degré la faculté de conduire l'électricité; tandis que dans nos machines les conducteurs métalliques conduisent très-bien l'électricité, et sont entourés d'air qui dans son état habituel la conduit très-mal.

Il est donc probable que l'électricité des nuages ne peut acquérir une tension aussi forte que celle accumulée à la surface des conducteurs de nos machines; mais la masse de la première étant incomparablement plus grande, l'étincelle qu'elle produit peut encore être très-forte, quoique sa tension soit faible. Or il peut résulter du petit excès de la conductibilité des nuages, sur celle de l'air compris entre eux, et par suite de la faible tension de l'électricité libre répandue à

leur surface, que la décharge qui s'opère entre deux nuages se fasse à la fois sur plusieurs points, et qu'elle n'ait même lieu que successivement entre les différentes parties de chacun de ces nuages, circonstances qui peuvent expliquer la grande étendue apparente de l'étincelle atmosphérique, ou de l'éclair.

727. Quant au bruit du tonnerre, il présente beaucoup de particularités dont il est difficile de donner une explication complétement satisfaisante; toujours on entend, non pas un seul coup, mais un roulement qui va en s'affaiblissant; souvent aussi on distingue plusieurs coups d'égale intensité. Le prolongement d'un seul son peut provenir de l'inégalité des temps que le son, produit par le déplacement de l'air dans les différents points du long trajet d'une étincelle, emploie à parvenir à l'oreille qui le perçoit. Bruit du tonnerre.

Il existe dans l'atmosphère, par un temps d'orage, des couches d'air amenées par des courants de directions, de températures, et par suite d'états hygrométriques différents, qui peuvent avoir conséquemment des densités différentes; or on prouve dans l'acoustique mathématique, que lorsqu'un son se propage à travers des milieux inégalement denses, il y a, à chaque changement de milieu, formation d'une onde sonore nouvelle qui se propage comme si l'onde directe était réfléchie. On conçoit d'après cela qu'il puisse résulter de l'existence de couches de densités différentes dans l'atmosphère, une série d'échos, qui fasse d'un son unique, provenant d'une simple décharge électrique, un son répété et décroissant d'intensité.

Pour expliquer la succession de plusieurs sons d'égale intensité, on admet que l'imparfaite conductibilité des nuages décompose la décharge totale, en une suite de décharges partielles, qui ont lieu à des intervalles de temps appréciables. Suivant cette explication, à chaque décharge les électricités contraires les plus voisines se réunissant, il resterait encore de l'électricité libre sur chacun des nuages en présence, qui n'ayant pu participer à la décharge précédente, à cause de la faible conductibilité des masses de vapeur vésiculaire, donnerait lieu à une nouvelle distribution d'électricité, qui amènerait une nouvelle décharge; c'est ainsi qu'une batterie électrique, après une forte décharge, peut encore donner lieu à une décharge beaucoup plus faible, provenant de l'imperfection de la conductibilité des garnitures, qui ne permet pas aux deux électricités libres de se réunir complétement lors du premier contact.

728. Les effets de la foudre ne sont autres que ceux dus au passage instantané de l'électricité à travers les corps, mais produits avec une intensité prodigieuse. Ainsi la foudre brûle, fond ou disperse en pous- Effets de la foudre.

sière les fils métalliques qu'elle rencontre. Elle vitrifie ou réduit en poudre la surface des roches élevées qu'elle frappe ; elle désorganise les corps animés qu'elle tue instantanément. Ses étincelles enflamment les corps combustibles, tels que la paille, le foin, la poudre. Elle fend et brise les corps médiocrement conducteurs qui lui refusent un passage facile, tels que les arbres. Si un corps mauvais conducteur la sépare d'un autre dont la conductibilité soit plus parfaite, elle brise le premier pour atteindre le second ; c'est alors qu'elle fend les murs, et projette au loin les pièces métalliques qui s'y trouvent scellées ; qu'elle perfore des couches de sable, en s'y creusant un tube dont elle vitrifie les parois, pour atteindre un terrain humide inférieur. Parcourant toujours la route, non la plus courte, mais celle formée par des corps meilleurs conducteurs de l'électricité, elle sillonne l'atmosphère en lignes brisées et anguleuses, pour suivre les parties de l'air plus chargées d'humidité, préfère les chaines et les tiges métalliques aux corps animés, mais aussi ces derniers aux végétaux. Enfin la foudre transporte avec elle des particules matérielles, détachées des conducteurs ou recueillies dans l'atmosphère ; abandonnant ensuite ces particules sur les corps où sa décharge s'opère, elle y laisse des traces de fer et de soufre.

Paratonnerres. **729.** L'identité de la foudre et de l'électricité produite par les machines, ayant été constatée, Franklin eut l'idée de *préserver les corps* situés à la surface de la terre, de tous les accidents de la *foudre, en se servant de paratonnerres*, appareils destinés à faire écouler l'électricité des nuages dans le réservoir commun, au moyen d'une série de corps bons conducteurs, assez forts pour résister au passage rapide d'une grande masse de fluide électrique. On se sert à cet effet de barres métalliques d'assez fortes dimensions ; les précautions que l'on prend pour les disposer convenablement ont été indiquées par la théorie, et ont suffi jusqu'à présent pour préserver les bâtiments.

On avait d'abord attaché une très-grande importance à la forme de ces barres ; la première idée de Franklin était que les paratonnerres devaient être terminés en pointes, pour soutirer ou neutraliser l'électricité des nuages ; mais on a reconnu depuis que les pointes n'étaient pas indispensables. Lorsqu'on ne veut que préserver un édifice, il suffit de présenter à la foudre des conducteurs de dimensions convenables, et de les rapprocher assez pour garantir de tout accident l'intervalle qui les sépare. Pour déterminer le meilleur moyen de remplir ces conditions, on n'a pu agir que par tâtonnement ; en s'appuyant sur une multitude d'observations, on est parvenu à assigner des limites aux dimensions, et à la disposition relative des différentes parties des para-

tonnerres, qui rendent extrêmement probable leur efficacité constante, tant qu'on se renferme entre ces limites.

Il est préférable d'élever l'extrémité supérieure du conducteur, au-dessus du comble de l'édifice qu'on veut préserver, pour n'être pas obligé de multiplier les branches métalliques. La foudre tombera toujours sur ces conducteurs, car l'électricité des nuages décomposant l'électricité naturelle des corps influencés, attire l'électricité de nom contraire au sien, et repousse l'autre; or cette décomposition est instantanée dans les conducteurs métalliques, et se fait plus lentement dans le bois, ou la pierre dont est composé l'édifice, substances qui conduisent moins bien; l'explosion se fera donc de préférence sur les conducteurs métalliques où l'attraction sera plus forte, qu'ils soient terminés ou non par des pointes. On élève ordinairement les paratonnerres de cinq mètres au-dessus du comble; l'expérience ayant indiqué qu'ils peuvent préserver autour d'eux un espace circulaire d'un rayon double de leur hauteur, on les place à vingt mètres les uns des autres.

On adapte au pied de chaque tige une suite de barres métalliques soudées, qui descendent jusqu'à terre. On emploie quelquefois une corde métallique, mais la rouille qui s'établit dans les fissures intérieures de cette corde peut nuire à la conductibilité du paratonnerre. Une condition indispensable, c'est d'enfoncer la barre totale, à une certaine profondeur dans le sol; si le terrain est sec, il faudra que cette profondeur soit très-grande, pour que la dissipation de l'électricité se fasse plutôt par le paratonnerre que par toute autre partie du bâtiment; il est bon de faire plonger la barre par plusieurs branches qui forment autant de racines. Lorsque le terrain est humide, on entoure ces ramifications métalliques de charbon fortement calciné ou de braise, pour éviter leur oxydation; on pratique à cet effet des rigoles revêtues de couches de charbon, sur lesquelles on pose les différentes branches du conducteur. Quand on se trouve dans le voisinage d'une source, on y fait aboutir l'extrémité inférieure des barres, pour profiter de la conductibilité de l'eau. Enfin on ne saurait donner trop d'attention à la manière dont le conducteur est enfoncé dans le sol.

Ordinairement les orages arrivent dans une direction qui reste presque toujours la même pour un même lieu; à Paris cette direction est celle du sud-ouest. Il convient de placer le premier paratonnerre, très-près de l'angle du toit placé vis à vis la direction habituelle des orages, afin d'éviter les accidents que pourraient occasionner des lambeaux détachés du nuage principal et moins élevés que lui. Dans les

localités où ces lambeaux pourraient même venir frapper les flancs du bâtiment, il est nécessaire de placer, sur le côté, un conducteur terminé par une tige métallique inclinée. Les pointes pouvant soutirer ou neutraliser l'électricité des nuages, même lorsque l'explosion n'est pas imminente, et fonctionnant d'ailleurs aussi bien qu'une autre forme de conducteur, il est préférable de les employer. A cause de la facile oxydation du fer, on termine les paratonnerres par des pointes en cuivre et en platine.

Choc en retour. **730.** Il arrive quelquefois que l'explosion de la foudre produit des accidents à des distances très-grandes de l'endroit où elle a lieu: c'est un résultat de l'influence des nuages orageux, auquel on a donné le nom de *choc en retour*. Lorsqu'un nuage électrisé passe au-dessus d'un lieu, il agit par influence sur l'électricité naturelle de tous les corps situés à la surface de la terre, attire l'électricité contraire à la sienne vers les extrémités supérieures de tous ces corps, et repousse l'autre fluide dans le réservoir commun. Ainsi tous les corps qui couvrent une étendue de pays proportionnelle à celle du nuage, et qui peuvent être très-éloignés les uns des autres, sont tous chargés d'électricité latente de nom contraire à l'électricité libre du nuage. Si l'explosion a lieu sur l'un d'eux, soit à cause de sa plus grande élévation, soit parce que le nuage descend plus près de lui, soit à cause de sa plus grande conductibilité, l'électricité du nuage ayant disparu par cette décharge, l'électricité latente répandue sur les autres corps, devenant libre et rentrant subitement dans le réservoir commun, ou attirant rapidement l'électricité de nom contraire nécessaire pour la neutraliser, il peut en résulter, sur les corps animés, que traversent rapidement ces masses de fluide, des effets analogues à ceux de la foudre.

La réalité du choc en retour est en quelque sorte démontrée, par l'expérience du *pistolet de Volta*. Cet instrument se compose d'un vase métallique que l'on remplit d'un mélange d'hydrogène et d'oxygène; une ouverture, pratiquée dans la paroi de ce vase, donne passage à un conducteur, renfermé dans un tube de verre afin qu'il soit isolé du reste de l'appareil, et qui se recourbe ensuite pour se terminer par une petite boule, à une petite distance de la surface intérieure de l'enveloppe. Si l'on expose cet instrument près d'une source d'électricité en faisant communiquer avec le sol son enveloppe métallique, par un corps non très-bon conducteur, tel que le bois, et aussi le fil métallique par une chaîne de métal, il subit l'influence de l'électricité libre de la source. Mais si on met cette source en contact avec le réservoir commun, l'électricité latente de l'instrument devenue libre, attire l'électricité contraire du réservoir commun; celle-ci venant plus rapi-

Fig. 367.

dement par le fil métallique que par le bois, donne lieu à une étincelle, entre la boule et l'enveloppe, et par suite à une explosion due à la combustion du gaz hydrogène. Pour produire cet effet, il suffit de placer l'instrument sur la pièce de bois qui entoure le plateau de la machine, que l'on fait agir, et dont on touche ensuite le conducteur.

731. La formation de la grêle dépend certainement de l'électricité atmosphérique, car les grêlons sont plus gros dans les orages, ou lorsque les nuages sont fortement électrisés. Volta attribuait la formation de ces glaçons, au refroidissement qu'occasionnait l'évaporation des gouttes de pluie, produite par la chaleur solaire; mais l'action échauffante des rayons solaires sur les gouttes elles-mêmes, devant balancer cette cause de refroidissement, il n'est pas possible d'admettre cette explication. Il vaut mieux attribuer ce refroidissement à la basse température qu'apportent certains vents du nord. Si les grêlons n'avaient que deux ou trois millimètres de diamètre, on pourrait admettre qu'ils sont dus à la congélation des gouttes de pluie, lorsqu'elles traversent des couches d'air ayant une température inférieure à zéro degré; mais ces grêlons ont quelquefois un volume tellement considérable, qu'il est impossible de concevoir que, dans le temps très-court de leur chute, l'eau qu'ils précipitent et congèlent à leur surface puisse augmenter ainsi leur masse. De la grêle.

C'est ce qui conduisit Volta à rechercher si ces grêlons ne pourraient pas rester dans l'atmosphère, pendant un temps plus long que celui qui leur est nécessaire pour tomber à la surface de la terre. Il imagina alors d'expliquer le phénomène de la grêle, par analogie avec une ancienne expérience connue sous le nom de *danse des pantins*, et dans laquelle des corps légers sont successivement attirés et repoussés par deux plateaux, dont l'un communique avec le conducteur d'une machine électrique, et l'autre avec le sol. Volta admettait, lors de la formation de la grêle, l'existence de deux nuages placés l'un au-dessus de l'autre, électrisés de manières différentes, attirant chacun et repoussant ensuite les grêlons, qui dans une série de voyages entre les deux nuages, augmentaient de volume.

Cette explication a été rejetée par la plupart des physiciens. Il leur paraît difficile de concevoir que des corps aussi pesants puissent remonter dans l'atmosphère; mais quand on réfléchit aux effets mécaniques prodigieux produits par les trombes, on peut attribuer sans scrupule à l'électricité, accumulée dans certaines parties de l'atmosphère, la puissance de soutenir et même de projeter des grêlons volumineux. Car, quoique le phénomène des trombes soit encore inex-

pliqué, les circonstances qui l'accompagnent ne permettent pas de douter qu'il n'ait une origine électrique; et l'on a vu des trombes soulever jusqu'aux nues de grandes masses d'eau, faire pirouetter et engloutir des navires, déplacer des voitures pesantes, arracher et emporter les arbres, les toits des maisons, pour les projeter à des distances considérables.

On a fait une objection plus sérieuse à l'idée de Volta : considérant les deux nuages, électrisés inversement l'un de l'autre, et qui se renvoient les grêlons, comme des conducteurs parfaits, on remarque que les mobiles, une fois parvenus dans l'intérieur d'un de ces nuages, où leur vitesse acquise doit nécessairement les faire pénétrer, ne peuvent alors éprouver aucune action, dépendante de l'électricité, qui tende à les en faire sortir; puisque les actions exercées sur un point intérieur, par la couche électrique totalement située à la surface d'un conducteur, ont une résultante nulle. Mais on peut répondre à cette objection que les nuages sont des conducteurs très-imparfaits, et peuvent recéler, dans leur intérieur même, une grande masse d'électricité.

Quoi qu'il en soit, plusieurs physiciens ont observé, sur le versant des monts, les mouvements désordonnés des grêlons, dans les nuages mêmes où ils se forment, ou entendu le bruissement de leurs chocs, à peu de distance de ces nuages. Mais la seule conclusion importante que l'on puisse tirer d'observations recueillies dans un *grand nombre* de circonstances, c'est que le phénomène de la grêle, et celui des *trombes*, ont généralement lieu quand deux courants d'air très-intenses, et inverses l'un de l'autre, coexistent dans l'atmosphère, soit à des hauteurs différentes, soit à la même hauteur.

QUARANTE-QUATRIÈME LEÇON.

Théorie physique des aimants. — Phénomènes magnétiques ; pôles des aimants ; attractions et répulsions magnétiques. — Analogies entre le magnétisme et l'électricité. — Hypothèse et théorie des fluides magnétiques. — Action directrice du globe ; aiguille aimantée ; déclinaison ; inclinaison. — Aimants artificiels ; force coercitive de l'acier ; procédés d'aimantation. — Armure des aimants ; pertes du magnétisme. — Points conséquents.

732. La théorie physique des aimants, à laquelle on donne le nom de *magnétisme*, a été longtemps isolée ; tant qu'aucun fait ne la rattachait à l'électricité, ses progrès ont été peu sensibles. Les premiers phénomènes magnétiques qui aient été remarqués, sont les attractions que les aimants naturels exercent sur le fer. On observa plus tard que les corps aimantés, suspendus librement, prenaient une direction particulière. Cette propriété a été d'une immense utilité, en conduisant à la découverte de la boussole ; mais considérée comme phénomène physique, elle est restée longtemps stérile. Cette action du globe terrestre sur les aimants paraissait alors dépendre uniquement de sa constitution intime, et cette circonstance, jetant une obscurité impénétrable sur les phénomènes magnétiques, rendait presque impossible toute recherche ayant pour but de trouver leur véritable cause. Théorie physique des aimants.

La découverte, faite par OErsted, de l'influence puissante que l'électricité en mouvement exerce sur les corps aimantés, a indiqué la seule route à suivre pour remonter à l'origine du magnétisme, et de l'action directrice du globe. Mais il est nécessaire d'exposer d'abord la théorie physique des aimants, dans l'état où elle se trouvait à l'époque de cette découverte, afin de mieux comprendre l'impulsion qu'elle a reçue, et les nouveaux moyens d'exploration qu'elle a fournis à l'étude de l'électricité.

733. On donne le nom d'aimants naturels, à certains minerais, qui exercent une action attractive sur le fer ou sa limaille ; ils paraissent devoir cette propriété à leur séjour dans l'intérieur du globe, et à la position qu'ils occupaient alors par rapport à l'axe de la terre. Tous Propriétés magnétiques.

les oxydes de fer sont plus ou moins magnétiques; plongés dans la limaille de fer, ils en entraînent une partie lorsqu'on les soulève. Tous les corps ne sont pas sensibles à l'action magnétique; si l'on ne considère que les corps en repos, trois métaux manifestent seuls cette propriété; car, outre le fer, le nickel et le cobalt sont attirés par les aimants; suivant M. Pouillet, le manganèse, à la température de 20° au-dessous de zéro, éprouve la même attraction. Toutes les autres substances à l'état de repos ne paraissent pas sensibles au magnétisme, mais il en est plusieurs qui le deviennent à l'état de mouvement.

Magnétisme durable de l'acier.

734. Quand le fer a reçu une préparation changeant peu ses qualités, quand il est combiné, par exemple, avec une petite quantité de charbon, qui l'a transformé en acier, il peut éprouver encore l'action magnétique. Il conserve même alors des traces durables de magnétisme, ce qui le distingue essentiellement du fer pur. En effet, un morceau de fer doux, en contact avec un aimant, dont l'attraction peut le retenir malgré son poids, attire lui-même des particules de limaille; mais il perd cette puissance dès que l'aimant est éloigné, c'est-à-dire qu'il ne conserve alors aucune trace de magnétisme. Tandis qu'un morceau d'acier trempé attire la limaille, ou la retient contre l'action de la pesanteur, non-seulement lorsqu'il est sous l'influence de l'aimant, mais encore lorsque cette influence a été éloignée. Il est donc possible de se procurer des aimants artificiels, puisqu'*on peut* communiquer à des morceaux d'acier une vertu magnétique *durable*.

Pôles des aimants.

735. Quand on approche un aimant naturel de la limaille de fer, on remarque certains centres d'action, vers lesquels les grains de limaille se dirigent de préférence; ces points portent le nom de *pôles*. Chaque aimant en possède au moins deux, mais en manifeste souvent un plus grand nombre. De même un morceau d'acier, qui a acquis la vertu magnétique par son contact avec un aimant, ne retient pas la limaille en aussi grande quantité sur tous ses points, et possède des pôles, le plus souvent au nombre de deux seulement. Enfin, dans la plupart des barres de fer, on reconnaît l'existence d'un pôle à chaque extrémité.

Aiguille aimantée.

736. On donne le nom d'aiguille aimantée à une petite barre d'aimant naturel, ou mieux d'acier aimanté n'ayant que deux pôles, situés à ses extrémités. Si l'on suspend une aiguille de cette nature sur un pivot vertical, après avoir pratiqué une chape en son milieu, afin qu'elle soit mobile sur ce pivot, on remarque qu'après avoir oscille quelque temps, elle s'arrête dans une direction particulière, qui est toujours la même dans le même lieu, pour tous les aimants ainsi disposés. A Paris, cette direction constante fait avec le plan du méridien

terrestre un angle de 22°, à l'ouest pour la moitié de l'aiguille qui regarde le nord, à l'est au contraire pour celle qui se dirige vers le sud.

787. En réalité cette direction n'est pas fixe, et varie continuellement avec le temps, entre des limites très-rapprochées; mais ce que nous venons de dire se rapporte à la position moyenne. On appelle *méridien magnétique* le plan vertical passant par les deux pôles de l'aiguille aimantée, mobile horizontalement, lorsqu'elle s'est arrêtée. On donne le nom de *déclinaison* à l'angle compris entre le méridien magnétique et le méridien terrestre, dans le lieu où se fait l'observation. La déclinaison est dite occidentale ou orientale, suivant que la moitié de l'aiguille tournée vers le nord, est à l'ouest ou à l'est du méridien terrestre.

Méridien magnétique. Déclinaison.

788. Pour des lieux très-peu distants sur la surface de la terre, deux aiguilles aimantées suspendues comme on vient de le dire, et suffisamment éloignées l'une de l'autre, semblent parallèles. Mais si on les rapproche, de telle manière que celles de leurs extrémités, qui se dirigeaient vers les mêmes points de l'horizon, soient très-voisines, on reconnaît qu'elles se repoussent. Si les extrémités que l'on rapproche ainsi, se dirigeaient au contraire vers des points opposés de l'horizon, on observe entre elles une attraction. Ainsi les extrémités ou les pôles semblables des deux aiguilles se repoussent, et les extrémités contraires s'attirent.

Attractions et répulsions des pôles des aimants.

Supposons que l'on prenne un aimant naturel très-puissant, n'ayant que deux pôles, ou mieux un fort barreau d'acier possédant la vertu magnétique, et qui se dirigerait conséquemment comme une aiguille, s'il était suspendu librement. Une petite aiguille aimantée, dont on place le pivot au milieu de ce barreau, se fixe dans une position d'équilibre, parallèle à l'axe du barreau aimanté, ou à la ligne qui joint les pôles. Car en vertu des attractions ou répulsions signalées dans l'expérience précédente, cette aiguille est sollicitée par des forces dirigées dans le plan vertical passant par l'axe du barreau, et doit conséquemment rester dans ce plan.

De plus, l'extrémité de l'aiguille qui se fût tournée vers le nord, sans l'influence puissante du barreau, est dirigée vers le pôle de ce barreau qui se tournerait au contraire vers le sud. Ainsi dans la position d'équilibre de l'aiguille, ses pôles se dirigent respectivement vers les pôles contraires de l'aimant. Si l'on place forcément l'aiguille de telle manière que ses pôles soient dirigés vers les pôles semblables du barreau, aussitôt qu'on l'abandonne à elle-même, elle quitte cette position d'équilibre instable, pour reprendre la première position, inverse de celle du barreau.

Dans l'action directrice de la terre, tout se passe comme si le globe était un aimant, ou comme s'il existait, à une certaine profondeur, des centres d'action ou des pôles magnétiques agissant sur l'aiguille aimantée de la même manière que les pôles du gros barreau dans l'expérience précédente. En admettant cette analogie comme une identité, il faut regarder la partie de l'aiguille aimantée, qui tend vers le nord, comme possédant des propriétés de même nature que le pôle magnétique du globe situé dans l'hémisphère austral, et inversement, la partie de l'aiguille qui tend vers le sud, doit être regardée comme possédant la même propriété que le pôle magnétique de la terre situé dans l'hémisphère boréal. D'après cela on doit appeler pôle austral *de l'aiguille aimantée*, celle de ses extrémités qui se dirige vers le nord, et pôle boréal l'autre extrémité, c'est-à-dire celle qui se tourne vers le sud.

Analogies du magnétisme et de l'électricité.

729. Un grand nombre d'actions magnétiques ont lieu dans des circonstances analogues à celles qui développent l'électricité. Par exemple, ce dernier phénomène se manifeste dans des conducteurs isolés soumis à l'influence de corps électrisés, comme si l'on avait directement communiqué de l'électricité à ces conducteurs; pareillement, des morceaux de fer doux, placés à distance d'aimants naturels ou artificiels, manifestent des phénomènes magnétiques comme s'ils étaient eux-mêmes des aimants. Les signes de l'électrisation par influence disparaissent lorsqu'on éloigne le corps électrisé; pareillement encore, les propriétés magnétiques du fer doux disparaissent *quand on écarte* l'aimant qui les a fait naître.

Fig. 368.

Si l'on suspend parallèlement l'un à l'autre deux petits cylindres de fer doux, à l'extrémité de deux fils de soie, et qu'on approche au-dessous d'eux l'un des pôles d'un fort barreau aimanté, ces deux petits pendules s'écartent l'un de l'autre, et se rapprochent dès qu'on éloigne le barreau. Cette action est due à l'influence de l'aimant, qui donne momentanément la vertu magnétique aux deux fils de fer; les pôles semblables de ces petits aimants, étant alors voisins, se repoussent; mais l'influence cessant, les pendules perdent leurs pôles et reprennent la position verticale. Ce phénomène a beaucoup d'analogie, au moins pour les apparences extérieures, avec la répulsion de deux corps électrisés de la même manière.

Lorsqu'un barreau aimanté est assez puissant pour supporter une certaine masse de fer doux contre l'action de la pesanteur, au moyen de l'attraction que l'un de ses pôles exerce sur le pôle de nom contraire que son influence a déterminé dans cette masse, si l'on approche parallèlement, mais dans une position inverse, un second barreau de même force que le premier, la masse de fer doux se détache. C'est

qu'en ajoutant à l'influence du premier aimant, l'influence contraire du second, on annule toute aimantation dans le fer doux qui, reprenant son état naturel, obéit à l'action de la pesanteur. C'est ainsi que deux corps égaux contenant des quantités égales d'électricités contraires, ne déterminent aucun phénomène électrique dans un conducteur isolé, placé symétriquement par rapport à eux, ou que l'un de ces deux corps détruit, en s'approchant, les signes d'électricités que l'autre avait produits.

Un morceau de fer doux suspendu à une des extrémités d'un barreau aimanté, devient lui-même un aimant capable de soutenir à son extrémité libre un second morceau de fer doux ; ce dernier, aussi aimanté par influence, peut en soutenir un troisième, et ainsi de suite; mais FIG. 370. l'action s'affaiblit à mesure qu'on s'éloigne du barreau, et un des morceaux de la suite ne peut plus en soutenir un du même poids. Si le barreau est séparé et éloigné du premier morceau de fer, toutes les adhérences magnétiques de la chaîne cessent en même temps. C'est comme une série de conducteurs isolés, situés sur une même ligne terminée par un corps électrisé ; tous ces conducteurs s'électrisent par influence; mais la quantité de fluide naturel décomposé, ou les signes électriques sont moindres dans les conducteurs les plus éloignés; tous rentrent d'ailleurs à l'état naturel lorsqu'on éloigne le corps électrisé.

Quand les morceaux suspendus au barreau aimanté sont d'acier trempé, ils conservent des propriétés magnétiques après la séparation, et peuvent agir alors comme de véritables aimants. On peut mesurer l'énergie d'un barreau, en présentant à l'attraction d'un de ses pôles un morceau de fer doux, soutenant un plateau de balance dans lequel on pose doucement des poids de plus en plus considérables, jusqu'à ce que l'attraction magnétique soit vaincue ; le poids total qui détermine la séparation mesure la force de l'aimant. On reconnait ainsi que, dans les aimants qui ont servi à communiquer la vertu magnétique à des morceaux d'acier, le pouvoir attractif n'est pas affaibli pour cela, et que même leur action est devenue plus énergique. Le magnétisme diffère en cela de l'électricité, qui se perd en partie dans un corps communiquant par contact ses propriétés électriques.

Si dans le procédé de mesure qui vient d'être indiqué, on substitue au fer doux soutenant la balance, un morceau d'acier d'égal volume, on trouve que l'attraction du même aimant exige, pour être vaincue, un poids moins grand. Ce résultat prouve que le magnétisme ne se développe pas avec la même facilité dans l'acier que dans le fer doux ; ainsi la vertu magnétique, plus durable dans l'acier, s'y manifeste aussi plus difficilement. De là résulte ce que l'on appelle *force coercitive ;*

c'est une résistance au développement des propriétés magnétiques, qui s'oppose également à leur disparition quand elles se sont manifestées. Cette résistance est d'ailleurs analogue à celle qui limite la décomposition et ralentit la recomposition de l'électricité naturelle, dans un corps médiocrement conducteur, tel que le bois, soumis à l'influence d'une source d'électricité voisine, comme lors de l'expérience du pistolet de Volta, citée au paragraphe 730.

Hypothèse des deux fluides magnétiques.

740. Ces divers phénomènes magnétiques ont fait imaginer une hypothèse analogue à celle adoptée pour les phénomènes électriques. On suppose que les corps sensibles au magnétisme contiennent deux fluides qui s'attirent mutuellement, repoussent leurs propres molécules, et qui sont appelés l'un *fluide austral*, l'autre *fluide boréal*, du nom des pôles où leurs actions deviennent respectivement prépondérantes. Quand la vertu magnétique se manifeste, on dit que ces deux fluides sont séparés. Mais pour que l'explication de tous les faits puisse être complétée, il faut admettre que les fluides magnétiques ne peuvent être transportés, ni d'un corps dans un autre, ni même entre deux parties du même corps.

Il faut regarder chaque particule d'un corps susceptible d'aimantation, comme ne pouvant être abandonnée par les fluides magnétiques qu'elle contient, lesquels sont combinés ou distribués également lorsque le corps est à l'état naturel; et qui se séparent pour occuper des parties opposées de cette particule, lorsque le corps *est soumis à* l'influence d'un aimant. L'acier s'aimantant plus difficilement que le fer doux, et conservant des propriétés magnétiques acquises, il faut encore admettre une force coercitive, qui s'oppose en partie au transport des deux fluides dans l'intérieur même des particules, et qui, gênant ainsi leur mouvement, s'oppose à leur recomposition autant qu'à leur séparation.

Les phénomènes magnétiques et ceux de l'électricité semblent donc avoir de grands rapports de similitude, puisque outre les analogies qu'ils présentent, on est conduit à adopter des hypothèses peu différentes pour expliquer les uns et les autres. Mais ces apparences sont fort trompeuses, car on verra dans la suite que le magnétisme est très probablement dû à de certains mouvements de la matière électrique intérieurs aux corps aimantés; ce qui lui assigne une cause bien différente de celle des forces attractives et répulsives, auxquelles on doit rapporter les phénomènes de l'électricité libre en repos.

Pôles nouveaux d'un barreau brisé.

741. Lorsqu'on brise en plusieurs morceaux un barreau aimanté, qui ne présentait que deux centres d'action à ses extrémités, on reconnait que chacun des deux morceaux manifeste aussi deux pôles.

Ainsi, à chaque fracture, il se forme deux centres d'action nouveaux, de natures contraires, qui n'existaient pas avant. C'est surtout ce fait fondamental qui oblige d'admettre que les deux fluides magnétiques ne se transportent qu'à des distances insensibles du lieu où leur séparation s'opère. Il est nécessaire d'entrer ici dans quelques développements théoriques, pour montrer comment l'hypothèse des deux fluides, ainsi modifiée, peut rendre compte des effets dus au développement du magnétisme, et expliquer le fait qui vient d'être signalé.

742. Considérons une particule d'acier M, dont une influence magnétique ait séparé les fluides, en attirant le fluide austral en a, et le fluide boréal en b. Lorsque l'influence aura été écartée, il y aura une recomposition partielle, qui sera limitée par la force coercitive F. Soient a et b les quantités de fluide qui resteront séparées ; et le symbole $[a, b]$ leur attraction mutuelle. Il y aura équilibre entre cette attraction et la force coercitive ; on peut exprimer cet équilibre par l'équation : $[a, b] = F$. Théorie des fluides magnétiques. Fig. 271.

Supposons maintenant que deux particules d'acier, aimantées, M et M', soient placées à la suite l'une de l'autre, leurs pôles de même nom étant dirigés dans le même sens. Les actions répulsives $[a, a']$ $[b, b']$, agiront, l'une pour recomposer, l'autre pour tenir séparés les fluides accumulés aux pôles des particules. Mais ces actions contraires ayant lieu avec des masses égales et à des distances égales, se détruiront, et il n'en résultera aucun effet. Il n'en sera pas de même des actions attractives $[b, a']$, $[a, b']$; la première s'opposera à la recomposition, la seconde y tendra, mais en vertu de la différence des distances la première l'emportera sur la seconde, et son excès concourra avec la force coercitive, pour retenir une plus grande quantité de fluides séparés dans les deux particules M et M', ou pour augmenter leur magnétisme de saturation. Ce nouvel équilibre peut être exprimé par l'équation : $[a, b,] = [b, a'] - [a, b'] + F$.

Il faut remarquer que l'influence mutuelle des molécules M et M' sera d'autant moindre qu'elles seront plus éloignées l'une de l'autre. Car les attractions et répulsions magnétiques diminuent avec l'accroissement de la distance, et de plus le rapport de la différence constante des distances $\overline{ab'}$, $\overline{ba'}$, à l'une d'entre elles, diminuent à mesure que ces distances augmentent. La connaissance des lois mêmes de ces variations n'est pas nécessaire pour qu'on puisse concevoir le décroissement de l'influence mutuelle de M et M', lorsqu'elles s'éloignent l'une de l'autre.

Considérons enfin un nombre $(n + 1)$ de particules d'acier, que nous supposerons d'abord toutes également aimantées, placées sur la

même ligne à des distances égales, et ayant leurs pôles de même nom dirigés du même côté. La particule extrême M sera influencée par toutes les autres ; ces influences concourront toutes avec la force coercitive, pour s'opposer à la recomposition des fluides séparés a et b, mais avec des intensités décroissantes, puisqu'elles auront lieu à des distances allant en augmentant. La seconde particule M' sera pareillement influencée par toutes les autres, mais plus fortement en somme que la première, car toutes les autres influences étant d'ailleurs respectivement égales, l'influence de M sur M' sera plus forte que celle de $M^{(n)}$ sur M, comme ayant lieu à une distance beaucoup plus petite. La troisième particule M'' sera plus fortement influencée par M'; car l'influence de M sur M'' surpassera celle de $M^{(n)}$ sur M', si n n'est pas moindre que quatre.

Il résulte de là que M' conservera une plus grande quantité de fluides séparés que M ; M'' plus que M'. S'il y a cinq particules, par exemple, M'' et M resteront également aimantées ; mais elles le seront moins que M' et M''', et ces dernières moins encore que M''. Les masses de fluides séparées dans chaque particule, devant être regardées comme égales en valeur absolue, on aura $a' > b$, $a'' > b'$ et $b'' > a'''$, $b''' > a^{IV}$. Ainsi en considérant l'intervalle qui sépare deux particules consécutives, ou deux masses de fluides contraires tendant l'une vers l'autre, le fluide austral accumulé d'un côté de cet intervalle, sera en *plus grande* quantité que le fluide boréal accumulé de l'autre côté, *si cet intervalle* est pris dans la moitié de la ligne terminée par un pôle austral ; et en plus petite quantité au contraire, si l'intervalle considéré appartient à l'autre moitié, qui se termine par un pôle boréal.

L'action de la ligne de particules, sur un corps extérieur, sera donc telle, que les actions provenant du fluide austral seront prépondérantes de la part des particules situées dans la première moitié, et que la seconde agira plus fortement par son fluide boréal. Ou bien la première moitié semblera ne contenir que du fluide austral, le fluide boréal étant latent ou déguisé ; tandis que la seconde ne manifestera que du fluide boréal libre, son fluide austral étant au contraire latent. Ce que nous venons de dire d'une seule ligne de particules, sera évidemment vrai pour un assemblage de plusieurs lignes semblables juxtaposées, ou pour un barreau aimanté. Chaque pôle ou centre d'action d'un barreau aimanté, n'est alors qu'un point par lequel passerait la résultante de toutes les actions concordantes d'une moitié de ce barreau ; ce point ne peut donc pas être placé à l'extrémité même, mais à une certaine distance de cette extrémité. Ce résultat théorique est confirmé par l'observation (§ 750).

Il est facile d'expliquer maintenant les nouveaux centres d'action qui naissent lorsqu'on brise un barreau aimanté. Dans un des morceaux pris isolément, les pôles des particules d'acier qui forment la surface de fracture, lesquels étaient déguisés en totalité, ou au moins en partie, avant la séparation, agissent alors avec toute leur énergie; de plus les autres particules ne peuvent plus conserver les mêmes quantités de fluides séparés que dans le barreau entier, puisque toutes les influences magnétiques du second morceau sont supprimées; le magnétisme de ces particules diminuera donc, mais inégalement, car les plus éloignées de la fracture en perdront moins. Ainsi l'état magnétique des particules restera définitivement croissant à partir de chaque extrémité du fragment, lequel constituera un nouvel aimant, présentant encore deux pôles ou centres d'action, mais nécessairement plus faibles que ceux du barreau primitif.

En partant de ces principes théoriques, on se rend compte aisément de l'influence qu'un aimant exerce sur un barreau de fer doux ou d'acier qu'on lui présente, et de la réaction que le magnétisme développé dans ce barreau peut produire sur l'aimant lui-même. Ces conséquences de l'hypothèse des deux fluides suffisent pour coordonner les faits que nous devons décrire. Pour simplifier, on peut représenter l'action d'un barreau aimanté, sur une particule magnétique extérieure, par deux forces émanées des pôles de l'aimant, comme si des masses de fluides contraires se trouvaient concentrées en ces points. Pareillement les actions réciproques de deux barreaux aimantés, ou l'action totale d'un seul barreau sur le morceau de fer ou d'acier dans lequel son influence a développé le magnétisme, peuvent être remplacées par les attractions et répulsions de quatre pôles. Mais il ne faut pas oublier que ces forces nouvelles ne sont que des résultantes, dont les intensités, les directions, et même les points d'application, varient avec la distance et la position relative des aimants.

742. La dénomination des pôles et des fluides magnétiques repose sur l'analogie qui existe entre l'action directrice du globe, et celle d'un aimant. Il importe de prouver que toutes les déductions tirées de cette analogie, érigée en principe, sont vérifiées par l'expérience. La première conséquence qui se présente, c'est que la distribution du magnétisme dans un barreau aimanté, dont la loi vient d'être déduite de l'hypothèse des deux fluides, peut être appliquée à l'état magnétique du globe. Ainsi les actions concordantes d'un des hémisphères boréal ou austral, sur une particule magnétique, peuvent être représentées par une force unique, émanant d'un centre d'action ou pôle, situé à une profondeur telle, que l'on puisse regarder la direction et Action directrice du globe.

l'intensité de cette résultante comme constantes, relativement à différents points peu éloignés les uns des autres à la surface de la terre. D'un autre côté, les actions concordantes d'un des pôles magnétiques du globe, sur l'une des moitiés d'un barreau aimanté, dont toutes les directions doivent être regardées comme parallèles, peuvent être remplacées par une force unique, appliquée suivant cette direction commune au pôle correspondant du barreau.

Soient donc *A* et *B* les pôles très-éloignés du globe terrestre, *a* et *b*, ceux du barreau, ou mieux d'une aiguille aimantée suspendue par un fil sans torsion attaché en son centre de gravité. Le pôle *a* est *sollicité* par deux forces, l'une attractive [*B*, *a*], l'autre répulsive [*A*, *a*], *qui* sont respectivement égales, parallèles, et opposées aux deux forces sollicitant le pôle *b*, desquelles l'une [*B*, *b*] est répulsive, et l'autre [*A*, *b*] est attractive. L'aiguille aimantée est donc soumise, en dernier résultat, à l'action d'un couple de deux forces égales, parallèles et opposées, appliquées l'une en *a*, l'autre en *b*. D'après cela l'aiguille doit tourner jusqu'à ce que son axe, ou la ligne *ab*, soit dans la direction commune de ces forces; et il ne peut résulter de l'action uniquement directrice du globe sur l'aimant, aucune force qui tende à déplacer son centre de gravité.

Fig. 372.

L'expérience confirme ce résultat général. Lorsqu'une aiguille aimantée est suspendue par un fil attaché en son centre *de gravité*, et qu'elle atteint sa position d'équilibre, le fil reste vertical; ce *qui indique* que l'aiguille n'est sollicitée, en vertu de l'action magnétique du globe, par aucune composante horizontale. Si l'on suspend un levier à un fil attaché en son centre de gravité, que l'on place à une de ses extrémités une aiguille aimantée, dans la direction que l'influence du globe lui donnerait si elle était librement suspendue, enfin que l'on fixe à l'autre extrémité du levier, un contre-poids égal au poids de l'aiguille pris avant son aimantation, on remarque que le levier reste en équilibre; l'action du globe sur l'aiguille n'a donc pas de composante verticale. Ces expériences vérifient le résultat déduit de la théorie, c'est-à-dire que l'influence magnétique du globe sur un aimant se réduit à une action directrice, ou à un couple de deux forces égales parallèles et opposées, agissant sur les pôles de l'aimant.

Inclinaison de l'aiguille aimantée.

744. Pour reconnaître la direction que le globe tend à faire prendre à l'aiguille aimantée, dans un lieu donné de la surface de la terre, on peut déterminer d'abord, par le tâtonnement, le centre de gravité d'une aiguille d'acier non aimantée, en cherchant le point où elle doit être attachée à un fil de soie vertical et sans torsion, pour rester indifféremment dans toutes les positions qu'on lui donne autour de ce

point. On aimante ensuite cette aiguille, qui s'arrête dans la direction cherchée, lorsqu'on la suspend de nouveau au point trouvé. L'angle que son axe fait alors avec l'horizon, donne ce que l'on appelle l'*inclinaison* de l'aiguille aimantée. On reconnait ainsi qu'à Paris, par exemple, le pôle nord ou austral de l'aiguille aimantée s'incline vers le bas, et que son pôle sud ou boréal est au contraire soulevé, qu'enfin l'inclinaison est à Paris de 70° environ. Nous indiquerons plus loin un moyen plus expéditif et plus commode de déterminer l'inclinaison de l'aiguille aimantée, dans un lieu donné.

745. L'action du globe terrestre pouvant être représentée par celle de deux pôles magnétiques, doit exercer sur une barre de fer ou d'acier la même influence qu'un aimant. Cette influence doit être surtout sensible, si l'on donne à la barre la direction même des actions magnétiques du globe, c'est-à-dire la position dans laquelle s'arrête une aiguille aimantée suspendue à un fil par son centre de gravité. En effet, lorsqu'on amène dans cette direction une barre de fer doux, elle devient magnétique : une petite aiguille présentée aux extrémités de cette barre, est successivement attirée et repoussée, de manière à indiquer l'existence de deux pôles magnétiques contraires; le pôle nord de l'aiguille est attiré par l'extrémité supérieure de la barre, et repoussé par l'autre; le contraire a lieu pour le pôle sud. Et ce qui prouve que ce n'est pas une propriété permanente de la barre qui produit ces effets, c'est qu'ils restent les mêmes, dans les mêmes positions, lorsque la barre est retournée de manière à changer les extrémités de place. **Aimantation due à l'influence du globe.**

Une barre de fer doux offre toujours deux pôles à ses extrémités, dans toutes positions, pourvu qu'elle ne soit pas perpendiculaire au méridien magnétique; cette aimantation est encore due aux actions des pôles magnétiques de la terre, lesquelles donnent toujours des composantes efficaces, dirigées suivant l'axe de la barre. Cette aimantation par l'influence du globe explique la formation des aimants naturels, et tous ces signes de magnétisme, en apparence développés spontanément, que l'on observe souvent dans les objets en fer ou en acier. On a remarqué qu'un choc très-violent, imprimé à une barre de fer, favorisait singulièrement l'influence du globe, et augmentait beaucoup l'énergie du magnétisme développé; que des coups de marteau assez forts pour produire un commencement d'écrasement, ou mieux une torsion puissante, donnaient même au fer par une sorte de force coercitive, qui lui permettait de conserver des propriétés magnétiques durables.

Le fer s'aimante encore dans son passage à la filière, lorsqu'il ne se trouve pas dans une direction perpendiculaire au méridien magnétique.

Mais si on le recuit ensuite, il rentre à l'état naturel. En général, lorsqu'on chauffe au rouge un morceau de fer, aimanté par les circonstances qui viennent d'être signalées, il perd sa vertu magnétique, qui persiste cependant si les différentes températures qu'il subit ne sont pas très-élevées. Tous les outils en fer, dans les arts ou dans les ménages, les pelles, les pincettes, les ciseaux sont de véritables aimants. Pour reconnaître l'existence des pôles dans ces ustensiles, ou dans le fer qui a subi les préparations précédentes, il faut se garder d'employer une aiguille aimantée trop forte, qui pourrait développer par influence, des propriétés magnétiques capables de masquer celles qu'on se propose de constater.

Le passage de l'électricité à travers le fer y développe aussi le magnétisme : on a remarqué que les tiges des paratonnerres, et les morceaux de fer traversés par la foudre, deviennent des aimants. Sans doute que dans ces circonstances l'électricité produit le même effet qu'un choc mécanique, et favorise l'influence du globe. L'électricité en mouvement, dans le voisinage d'un corps susceptible d'aimantation, suffit, comme nous le verrons plus tard, pour y développer des propriétés magnétiques, sans que le corps soit lui-même traversé par le fluide électrique.

Aimants artificiels.

746. Lorsqu'on veut former des aimants artificiels un peu énergiques, il faut employer du fer aciéré; on le combine avec *une petite* proportion de charbon, afin qu'il puisse acquérir la *force coercitive* capable de conserver les propriétés magnétiques qu'on doit y développer. En combinant le fer avec un peu de soufre, ou d'arsenic, ou de phosphore, on obtient le même résultat. Mais la proportion de la substance ajoutée doit être très-petite, autrement la force coercitive devient tellement puissante, qu'elle s'oppose à toute aimantation.

Quand l'acier possède une proportion de charbon convenable, il faut le tremper pour qu'il puisse conserver le magnétisme; car l'acier mou se conduit comme le fer doux. La force coercitive de l'acier dur croît avec le degré de trempe; une trempe trop forte résiste à tout procédé d'aimantation; celle qui convient le mieux est celle du rouge obscur. Toute force coercitive disparaît dans un barreau d'acier, dès qu'on détruit la trempe, par l'échauffement au rouge obscur et un refroidissement lent; si lors du refroidissement, le barreau, primitivement aimanté, est resté dans une position perpendiculaire au méridien magnétique, on ne trouve plus en lui aucune trace de magnétisme; ce qui prouve que la force coercitive a été détruite, et que les fluides se sont neutralisés.

On se propose ordinairement de faire acquérir à l'acier l'aimanta-

tion la plus forte qu'il puisse conserver. Lorsque le procédé que l'on emploie développe plus de magnétisme que la force coercitive n'en peut retenir, l'excès se perd dès que l'influence est écartée ; c'est-à-dire qu'une portion des fluides séparés se recompose au bout de quelque temps ; l'acier reste alors aimanté à saturation, l'équilibre existant entre la force coercitive et l'attraction mutuelle des fluides développés.

747. Les moyens que l'on emploie pour aimanter à saturation les aiguilles et les barreaux d'acier, varient avec leurs dimensions, et suivant la puissance des aimants naturels ou artificiels dont on peut disposer. Ces procédés ont été suggérés par l'expérience plutôt que par la théorie ; il est même presque impossible de se rendre compte de toutes les circonstances reconnues favorables au développement du magnétisme, et qui rendent ces procédés plus efficaces. Quand il s'agit d'une aiguille légère ou d'un très-petit barreau, on peut se contenter de la méthode de la simple touche : on fait glisser le barreau suivant sa longueur, à l'extrémité d'un fort aimant ; après plusieurs frictions sur les deux faces, faites de la même manière, et toujours dans le même sens, le barreau se trouve aimanté. Procédés d'aimantation.

Pour une forte aiguille, on emploie la méthode de la double touche : on place au-dessus de l'aiguille deux forts barreaux aimantés, en approchant leurs pôles contraires, de telle sorte que la surface de jonction de leurs extrémités soit en son milieu ; on retire ensuite les aimants en sens contraires, de telle manière que chacun d'eux frotte l'aiguille sur l'une de ses moitiés ; plusieurs frictions semblables sur les deux faces suffisent ordinairement. L'opération est abrégée, et le développement du magnétisme favorisé, quand l'aiguille repose sur les pôles contraires de deux aimants artificiels fixes, qui exercent eux-mêmes une aimantation par influence. FIG. 373.

Lorsqu'on veut aimanter à la fois deux aiguilles, ou même deux barreaux d'acier de moyenne grosseur, on peut employer la méthode suivante, dite de Duhamel. Après avoir formé un rectangle avec les deux barreaux placés parallèlement et deux morceaux de fer doux, on promène deux aimants sur l'un des barreaux comme dans la méthode du double contact ; la réaction du magnétisme développé dans le fer doux, seconde l'action directe des aimants ; après un nombre suffisant de frictions, on retourne le barreau pour les recommencer sur l'autre face. Durant cette opération, le magnétisme développé dans les morceaux de fer aimante aussi par influence le second barreau, que l'on sature ensuite par des frictions directes, mais en plaçant les pôles des aimants mobiles dans une position inverse ; on peut alors se contenter d'un moindre nombre de frictions. FIG. 374.

Pour aimanter des barreaux de fortes dimensions, le procédé le plus énergique est celui d'Æpinus. Les extrémités du barreau reposent sur des aimants artificiels fixes très-puissants; on réunit deux autres aimants énergiques, soit parallèlement dans des positions inverses, soit bout à bout par des pôles de noms contraires; leur couple est ensuite appuyé sur le barreau, verticalement dans le premier cas, horizontalement dans le second; enfin on promène plusieurs fois ces aimants, mais sans les séparer, sur toute la longueur du barreau et dans les deux sens. L'expérience a indiqué que le contact des aimants
FIG. 375. mobiles agissait plus efficacement, lorsqu'ils étaient inclinés en sens contraire sur le barreau frotté, d'un même angle de 20° environ; ce qui semble tenir à ce que les centres d'action de ces aimants, d'une part agissent à une moindre distance du barreau aimanté que s'ils lui étaient perpendiculaires, et d'autre part à ce qu'ils sont plus rapprochés l'un de l'autre, que si les aimants mobiles étaient couchés sur ce barreau.

Dans cette méthode d'aimantation, les actions des pôles contraires des aimants mobiles, tendent toutes les deux à développer les fluides, dans les particules magnétiques du barreau, situées entre les projections de ces pôles. Lorsque ces pôles sont passés, ils tendent à détruire derrière eux l'effet qu'ils ont produit, mais alors ils sont moins efficaces, car ils n'agissent plus qu'avec la différence de leurs actions sur chaque fluide; la recomposition du magnétisme développé n'a donc lieu qu'en partie. La disposition et la puissance des aimants fixes qui supportent le barreau s'opposent d'ailleurs à cette recomposition.

On obtient des aimants artificiels très-puissants, en réunissant des lames d'acier ou des barreaux minces, aimantés à saturation. On les
FIG. 376. place les uns sur les autres, en accolant à leurs extrémités deux talons ou morceaux de fer doux. Il est convenable que les extrémités des lames partielles soient, non sur la même ligne, mais successivement en retraite jusqu'au milieu de l'épaisseur totale; par cette disposition tous les pôles semblables agissent moins obliquement sur les corps qu'ils doivent influencer.

Armures des aimants. 748. Les aimants naturels produiraient des effets assez bornés, si on ne les armait pas de masses de fer, dans lesquelles ils développent du magnétisme, et qui réagissent à leur tour sur ces aimants. Voici de quelle manière il convient de disposer ces armures. On détermine la position des centres d'action de l'aimant naturel, par l'inspection de la limaille qui reste suspendue à sa surface, lorsqu'on l'a plongé dans un amas de cette substance; il est facile de reconnaître ensuite la nature de ces pôles, par l'effet qu'ils produisent sur l'aiguille aimantée. Ces données étant obtenues, il faut tailler dans l'aimant deux faces

planes, perpendiculaires à la ligne qui joint deux centres d'action de noms contraires. On applique sur ces faces deux lames minces de fer doux, terminées chacune par un talon, et que l'on maintient par des collets convenables. Fig. 370.

Les talons des armures deviennent des pôles magnétiques par l'influence de ceux de l'aimant. La position de ces nouveaux pôles est très-commode pour y suspendre, par leurs seules attractions, des masses de fer et des poids, qui sont d'autant plus considérables que l'aimant naturel est plus énergique. Ces armures en fer, et le poids qu'elles soutiennent, réagissent par leur magnétisme développé, sur celui de l'aimant, qui peut ainsi acquérir plus de force, et devenir capable, au bout de quelque temps, de supporter un plus grand poids, tandis qu'un aimant naturel non armé, ou dont les armures ne sont pas chargées d'un poids suffisant, perd de son magnétisme avec le temps.

Les aimants artificiels doivent être aussi convenablement armés, pour pouvoir conserver toute leur énergie. Lorsqu'ils sont en grand nombre, on en forme un faisceau prismatique, que l'on arme comme un aimant naturel. Fig. 378. Deux barreaux aimantés, de même force et de mêmes dimensions, conservent assez bien leur magnétisme, lorsqu'étant disposés dans une boîte, parallèlement et en sens inverse l'un de l'autre, ils forment un rectangle avec deux armures de fer doux qui joignent leurs pôles contraires. Un aimant artificiel, ayant la forme d'un fer à cheval, conserve mieux son magnétisme qu'un barreau prismatique de même force; Fig. 379. ce qui tient au voisinage des deux pôles, et à l'action conservatrice qu'ils exercent alors l'un sur l'autre; le rapprochement des extrémités dans cette forme d'aimant, donne en outre une grande facilité pour y suspendre des armures et des poids.

Pertes du magnétisme.

749. La perte du magnétisme dans un aimant dépourvu de toute armure provient de diverses causes. L'action par influence du globe terrestre peut opérer la recomposition d'une partie des fluides, quand l'aimant se trouve fortuitement, et durant un temps assez long, dans une direction plus ou moins contraire à celle qu'il prendrait s'il était librement suspendu. Plusieurs aimants reposant sans ordre dans le voisinage les uns des autres, peuvent s'influencer de manière à détruire une portion de leur magnétisme. Ces effets destructeurs sont favorisés par des chocs violents. Mais la cause la plus puissante de déperdition du magnétisme, dans un aimant artificiel, réside dans les variations de température qu'il subit. On a vu plus haut qu'un barreau aimanté chauffé au rouge, et refroidi dans une direction perpendiculaire au méridien magnétique, perdait toute puissance; mais quelle que soit l'élévation de température qu'il éprouve, et dont il descend ensuite lentement,

ces variations occasionnent toujours un moindre degré de trempe, par suite une diminution dans la force coercitive, et enfin une perte de magnétisme ; de telle sorte que le barreau aimanté, revenu à sa température primitive, ne recouvre plus la même énergie.

Points conséquents. 750. Lorsqu'on a communiqué à un barreau d'acier la plus forte aimantation qu'il puisse conserver, il arrive quelquefois, surtout en employant la méthode d'Æpinus, qu'outre les deux pôles dont on reconnaît la présence à ses extrémités, d'autres centres d'action se manifestent sur le barreau. Ces pôles secondaires sont toujours alternativement de natures contraires ; leur développement, lors de l'aimantation, est dû à une trop grande force coercitive, ou à une trempe trop dure. Il est important de les éviter dans la préparation des aiguilles de boussole, qui ne doivent avoir que deux pôles contraires situés aux extrémités ; on y parvient en n'employant que de l'acier très-homogène, auquel on donne une trempe modérée.

On désigne ces pôles secondaires sous le nom de *points conséquents* ; et l'on appelle *points d'indifférence* les milieux des intervalles qui séparent des pôles consécutifs, parce que ces points ne font pas dévier l'aiguille aimantée qu'on leur présente, et semblent indifférents au magnétisme. Pour étudier le nombre et la distribution des pôles d'un barreau aimanté, on le couche horizontalement, et après l'avoir recouvert d'une feuille de papier ou de carton, on y projette de la limaille de fer. En frappant légèrement cette feuille, les parcelles de limaille, suspendues un instant, retombent dans des positions particulières déterminées par les forces qui les sollicitent. On remarque alors que ces parcelles se disposent toujours de manière à tendre vers les centres d'action.

Si le barreau n'a que deux pôles, les petites aiguilles de limaille situées sur une perpendiculaire au milieu de l'axe de l'aimant, sont disposées parallèlement à cet axe ; à droite et à gauche de cette perpendiculaire, elles s'inclinent de plus en plus vers les pôles, qui ne sont pas situés aux extrémités mêmes du barreau, mais à une certaine distance de ces extrémités. Autour de chaque pôle les parcelles métalliques sont disposées en courbes rayonnantes dans toutes les directions. Si le barreau aimanté est une lame mince d'acier très-dur, les courbes formées par la limaille indiquent ordinairement des centres d'action intermédiaires, ou points conséquents, et des points d'indifférence pour lesquels les éléments de ces courbes sont parallèles à l'axe de la lame. On peut encore reconnaître la position de ces différents points, en promenant verticalement la lame d'acier devant une aiguille aimantée suspendue sur un pivot, et remarquant les points vers lesquels se dirigent successivement les deux pôles mobiles.

Fig. 380.

QUARANTE-CINQUIÈME LEÇON.

Loi du magnétisme. — Balance magnétique. — Loi de la force directrice du globe. Moments magnétiques. — Lois de la distribution du magnétisme dans les aimants. — Lois des attractions et répulsions magnétiques. Méthode des oscillations. — Mesure de l'inclinaison, de la déclinaison, de l'intensité du magnétisme terrestre. — Lignes sans déclinaison. Équateur magnétique. Lignes isodynamiques. Pôles magnétiques du globe. — De la boussole et de son compensateur. — Considérations sur la théorie du magnétisme. Actions singulières des aimants.

Loi de la force directrice du globe.

751. L'aiguille aimantée mobile sur un pivot vertical, ou autour d'un axe horizontal, ou enfin suspendue à un fil, offre un moyen précieux de comparer entre elles les intensités des actions magnétiques des aimants, lorsque les circonstances influentes, de distance, de position, de temps et de température, viennent à varier. Cette comparaison est fondée sur la déviation plus ou moins grande que l'aiguille aimantée éprouve, lorsqu'une influence étrangère au globe l'écarte de la direction qu'elle tend à prendre; ou sur le nombre plus ou moins grand d'oscillations qu'elle fait dans un temps donné, quand on l'écarte d'une position d'équilibre. Mais avant d'indiquer tout le parti qu'on peut tirer de ce genre d'exploration, il convient d'étudier d'abord les lois de l'action directrice du globe sur l'aiguille aimantée.

On a vu plus haut (§ 748) que l'action du globe sur un aimant se réduisait à deux forces égales, parallèles et opposées, appliquées aux deux pôles de l'aimant. Soit une aiguille aimantée, mobile autour d'un axe passant par son centre de gravité, dans un plan qui ne soit pas perpendiculaire à la direction commune de ces forces; concevons chacune de ces forces décomposée en deux autres, l'une parallèle à l'axe de rotation, l'autre parallèle au plan que l'aiguille peut décrire, et située dans le méridien magnétique; la première composante sera détruite par le mode de suspension, la seconde sera seule efficace pour faire tourner l'aiguille, et la ramener dans le méridien magnétique, si on l'en écarte. Lors du mouvement de l'aiguille, les deux composantes efficaces, égales, parallèles et opposées, appliquées à ses deux

pôles, agiront d'une manière continue sur ces points, dans une direction constante, et toujours avec la même intensité.

Il résulte de là que chaque moitié de l'aiguille se mouvra comme un pendule simple, ayant pour longueur la distance du pôle correspondant à l'axe de suspension, et que les lois de ce mouvement seront identiquement les mêmes que celles du pendule. Or la force directrice n'est autre que celle qui tend à ramener dans la position d'équilibre chaque moitié de l'aiguille, lorsqu'elle en est écartée d'un angle α, ou la force artificielle qui maintiendrait cet écartement, et qui serait dirigée dans le plan des mouvements de l'aiguille, perpendiculairement à sa longueur; cette force doit donc être proportionnelle à sin α, ou à l'angle α lui-même si cet écartement est très-petit.

Il importe de vérifier cette loi, principalement pour l'aiguille mobile sur un pivot vertical, dont on se sert le plus habituellement pour comparer les actions des aimants. L'horizontalité de l'aiguille, dans cet appareil, s'obtient en équilibrant, par un excès de poids d'une moitié sur l'autre, les composantes verticales des forces terrestres qui tendent à soulever le pôle sud. D'après la théorie, ces composantes doivent être constantes, dans quelque plan que se trouve l'aiguille; et c'est en effet ce que démontre l'expérience, car l'aiguille, étant disposée de manière à être horizontale dans un plan vertical, l'est dans tous les autres, lorsque les influences étrangères au globe, qui peuvent agir sur elle, n'introduisent pas de nouvelles composantes verticales.

Balance magnétique. **752.** Coulomb a constaté par l'expérience que la force directrice d'une aiguille horizontale est réellement proportionnelle au sinus de l'angle qui la sépare du méridien magnétique. Pour vérifier cette loi, on se sert de la balance de torsion, en suspendant à son fil d'argent une tige d'acier aimantée, maintenue horizontalement sur une chape de cuivre. Une lame verticale, fixée à la chape et du même métal qu'elle, plonge dans l'eau d'un vase inférieur. Cette disposition a pour
FIG. 381. but d'amortir les oscillations, et de faire parvenir plus tôt la tige à sa position d'équilibre. On place d'abord la cage de l'appareil de telle manière que l'aimant suspendu, étant dans le méridien magnétique, soit dirigé vers le zéro des divisions, et qu'en même temps le fil d'argent soit sans torsion.

On imprime alors différentes torsions au fil métallique, jusqu'à ce que la tige aimantée s'arrête successivement à 1°, 2°, 3°, 4°, de sa position primitive. On trouve alors que les angles de torsion nécessaires pour maintenir l'aiguille dans ces différentes positions, sont proportionnels à l'écartement. Or, comme les forces de torsion correspondantes suivent la même loi, il faut en conclure que les intensités de

la force directrice horizontale, décomposées perpendiculairement à la longueur de la tige, composantes qui font directement équilibre aux forces de torsion observées, sont réellement proportionnelles à l'angle que la tige aimantée fait avec le méridien magnétique. Lorsque l'écartement dépasse de beaucoup 4 ou 5°, on reconnaît que la force de torsion qui le détermine, croît réellement comme le sinus de cet angle.

752. La force directrice doit évidemment agir avec une intensité variable sur des aiguilles aimantées de diverses dimensions, car cette intensité dépend de la distance des pôles de chaque aiguille à l'axe de suspension, et de l'énergie de son magnétisme. La balance de torsion donne un moyen facile de comparer les forces directrices, ou ce que Coulomb appelait les *moments magnétiques*, de plusieurs aiguilles. Il suffit de substituer chacune d'elles à la tige aimantée de l'expérience précédente, et de tordre le fil de suspension, de manière à obtenir un certain écartement. Les angles de torsion qui produisent une même déviation de toutes les aiguilles, sont évidemment proportionnels à leurs moments magnétiques. Moment magnétique de l'aiguille aimantée.

Voici les résultats de plusieurs séries d'expériences, entreprises par Coulomb, dans le but d'étudier l'influence des dimensions et de la forme des aiguilles aimantées, sur leurs forces directrices. Pour des aiguilles cylindriques, de même diamètre mais de longueurs différentes, provenant d'un même fil d'acier ou de fer écroui par la torsion, les moments magnétiques ont diminué proportionnellement à la longueur, jusqu'à la limite d'un pouce environ; au-dessous de cette limite la diminution était plus rapide, et suivait à peu près celle du carré de la longueur. Des aiguilles cylindriques ayant été réunies en faisceaux, de grosseurs et de longueurs différentes, mais telles que leurs volumes fussent géométriquement semblables, les moments magnétiques de ces faisceaux, mesurés à la balance de torsion, étaient entre eux comme les cubes de leurs diamètres, ou de leurs dimensions homologues.

Deux aiguilles de même longueur et de même poids, ayant été taillées dans la même lame d'acier, de telle manière que l'une eût la forme d'un rectangle, et l'autre celle d'un parallélogramme oblique ou d'une double flèche; toutes les deux étant ensuite trempées au rouge obscur, et aimantées à saturation; le moment magnétique de la seconde aiguille a été trouvé plus grand d'un huitième environ que celui de la première. Des aiguilles rectangles, ayant toutes leurs dimensions égales, furent prises dans la même lame d'acier, trempées de la même manière et aimantées à saturation; on les superposa les unes aux au-

tres, dans le même sens, en nombre plus ou moins grand, de manière à former des faisceaux de différentes épaisseurs, convenablement serrés par des cordons de soie; les moments magnétiques de ces faisceaux, mesurés à la balance de torsion, croissaient dans un rapport beaucoup moindre que l'épaisseur : celui d'un faisceau de 16 lames n'atteignait pas le triple du moment magnétique d'une seule.

L'état magnétique des aiguilles de chaque faisceau, dans les dernières expériences, s'était altéré très-sensiblement pendant leur réunion, et cela très-inégalement : car Coulomb, ayant défait des faisceaux de 16 et de 8 aiguilles, trouva que le moment magnétique d'une des lames extrêmes était plus grand, dans le rapport de 8 à 5, que la valeur moyenne du moment magnétique de chaque lame intermédiaire. Cette altération du magnétisme des aiguilles, lors de leur influence mutuelle, allait même jusqu'à renverser les pôles de quelques-unes d'entre elles.

Mesure de la force magnétique des aiguilles.

754. La force magnétique des aiguilles peut être évaluée par la durée des oscillations qu'elles font, à droite et à gauche de leur position d'équilibre, sous la seule influence du globe; si leur longueur est la même, l'énergie de leur magnétisme aura pour mesure le carré du nombre des oscillations faites dans un temps donné, ou le rapport inverse du carré des temps employés à faire un même nombre d'oscillations. C'est à l'aide de cette méthode que Coulomb a étudié l'altération des aiguilles dans les expériences précédentes; un faisceau de 8 lames ayant été défait, une des lames de la surface faisait 20 oscillations en 90″, tandis que chacune des lames intermédiaires employait plus de 230″ à faire le même nombre d'oscillations. Un faisceau de plusieurs aiguilles possède à peu près le même moment magnétique qu'un seul barreau de même figure et de même poids; on doit conclure de ce rapprochement, que dans les barreaux aimantés, le magnétisme diminue depuis la surface latérale jusqu'à l'axe, comme dans les faisceaux composés.

La comparaison des temps que des aiguilles aimantées mettent à exécuter un même nombre d'oscillations, a encore été utilisée par Coulomb, pour étudier l'influence de la longueur et de la largeur sur le magnétisme des aiguilles. Des lames de même largeur et de longueurs différentes, prises dans une même tôle d'acier, toujours également trempées, et aimantées à saturation, ont employé à faire 20 oscillations, des temps proportionnels à leurs longueurs; ces temps augmentaient avec la largeur, mais faiblement, pour des longueurs égales. Le frottement d'une aiguille aimantée, sur son pivot, peut être mesuré par la déviation qu'elle peut supporter, sans tendre à re-

venir dans le méridien magnétique. Coulomb a appliqué ce genre d'exploration pour déterminer les meilleures formes à donner aux pointes des pivots, et aux cavités des chapes ; les parties frottantes ayant d'ailleurs une très-grande dureté, et le poids des aiguilles étant réduit autant que possible. Il résulte enfin de toutes les recherches de Coulomb que les aiguilles légères, étroites, plates, en forme de double flèche, doivent être préférées à d'autres plus pesantes et plus épaisses, ayant la forme prismatique; quant à la longueur, pourvu qu'elle ne soit pas trop petite, elle n'entraine avec elle aucun désavantage.

755. La proportionnalité trouvée entre la longueur et le moment magnétique, pour plusieurs tiges aimantées de même diamètre, tend à faire supposer que l'état magnétique des extrémités de toutes ces tiges a précisément la même énergie, et que les forces du globe, agissant alors avec des intensités égales, font varier le moment magnétique proportionnellement à la distance des pôles, ou à la longueur de la tige. Les recherches entreprises dans le but de déterminer la distribution du magnétisme, dans un barreau aimanté, ont confirmé cette supposition ; Coulomb s'est encore servi pour cet objet de la balance de torsion.

Lois de la distribution du magnétisme dans les aimants.

Ayant fixé une règle de bois dans le méridien magnétique, en sorte que la tige ou l'aiguille aimantée suspendue, et dirigée vers le zéro de torsion, touchât cette règle sans la presser, Coulomb plaçait verticalement le barreau aimanté, près de la tige et derrière la règle, dans un sens tel qu'il y eût répulsion. Le fil d'argent convenablement tordu ramenait l'aiguille en contact avec la règle, mais toujours sans pression ; l'angle de torsion imprimé donnait alors la force répulsive qu'il s'agissait de mesurer. Le barreau aimanté étant placé à différentes hauteurs, on obtenait différentes valeurs de cette force répulsive. Suivant Coulomb, ces valeurs devaient être proportionnelles aux masses de fluide libre des couches du barreau, successivement amenées au niveau de la tige aimantée, et représentaient la loi empirique de la distribution du magnétisme dans le barreau.

Cette conclusion n'est pas rigoureusement exacte ; car la masse de fluide libre, ou non déguisé, contenue dans la couche en regard de l'aiguille, n'est pas la seule cause de la force répulsive mesurée à chaque observation ; laquelle est réellement la résultante des actions magnétiques de toutes les couches du barreau. Mais il faut remarquer que la tige et le barreau se croisent à angle droit, et à une distance très-petite ; d'où il suit que les couches situées au-dessus ou au-dessous du niveau du croisement, agissent dans des directions très-obliques,

et influent conséquemment très-peu sur la répulsion totale; cette dernière résultante doit donc peu différer de l'action de la seule couche en regard de la tige, laquelle entre avec toute son intensité dans la composition de cette résultante. D'après cela, on peut adopter la conclusion précédente, surtout si l'on considère que, dans les expériences de Coulomb, la règle de bois était mince, et que le barreau aimanté n'était qu'un fil d'acier de très-petit diamètre.

M. Biot, cherchant à interpoler les résultats des expériences de Coulomb, a reconnu qu'ils étaient représentés avec une exactitude remarquable par la formule $y = A\ (\mu^{x} - \mu^{2l-x})$; l étant la demi-longueur du fil aimanté soumis à l'observation ; x la distance qui sépare, de l'extrémité du fil, la couche dont l'intensité magnétique est y ; A et μ, deux constantes déterminées par deux couples d'observations. Quand le fil est très-long, et conséquemment son pôle opposé très éloigné, μ étant toujours moindre que l'unité, le terme μ^{2l-x} est insensible ; et la formule plus simple, $y = A\mu^{x}$, représente très-bien la distribution du magnétisme vers une des extrémités. M. Becquerel a vérifié l'exactitude de cette dernière loi, sur des fils d'acier capillaires, qui n'avaient que $\frac{1}{75}$e de millimètre de diamètre.

Courbe des intensités.

756. Coulomb représentait graphiquement les résultats de ses observations, par des ordonnées proportionnelles aux intensités, et élevées, dans un même plan, perpendiculairement à l'axe du fil aimanté. La courbe formée par les extrémités de ces ordonnées se compose de deux branches, qui correspondent aux deux moitiés de l'aimant ; ces branches ont une similitude d'autant plus parfaite que le fil d'acier est plus homogène; chacune d'elles est appelée *courbe des intensités*. Les ordonnées sont nulles au milieu du fil, et insensibles sur une certaine étendue de part et d'autre de ce point milieu. Il suit de là que la courbe des intensités semble se confondre avec l'axe de l'aimant, sur une grande partie de chaque moitié; elle s'en sépare pour s'élever rapidement, jusqu'à l'ordonnée correspondante à l'extrémité du fil. Si l'on cherche le centre de gravité de l'aire comprise entre cette ordonnée, la courbe et l'axe, le pied de l'ordonnée de ce centre de gravité est évidemment le centre d'action de la moitié de l'aimant, ou son pôle.

Fig. 382.

Position des pôles dans les aimants.

757. Dans des fils aimantés de même diamètre, et dont les longueurs différentes surpassent toutes 6 à 8 pouces, la courbe des intensités est exactement la même. Il suit de là que les pôles sont à la même distance des extrémités, et ont la même énergie, les moments magnétiques de ces fils doivent donc être proportionnels à leurs longueurs, comme l'expérience le prouve directement (§ 753). La distance d

chaque pôle à l'extrémité correspondante d'une aiguille cylindrique paraît varier à très-peu près comme le diamètre de cette aiguille, pourvu que sa longueur ne soit pas inférieure à 6 pouces. Dans les aimants très-courts, la position des pôles, toujours déduite par le calcul de la courbe des intensités, est à peu près au sixième de la longueur totale à partir de chaque extrémité: cette position paraît être une limite dont les pôles s'approchent à mesure que l'aimant devient plus court.

758. Coulomb s'est encore servi de la balance de torsion, pour déterminer la loi des attractions et répulsions magnetiques, lorsque la distance du centre d'action influant vient à varier. Cette loi est celle de la raison inverse du carré des distances. Pour la vérifier, supposons que le micromètre de la balance soit à zéro, et que la tige ou l'aiguille aimantée suspendue soit dirigée vers le zéro de torsion, dans le méridien magnétique; si l'on approche un barreau aimanté vertical, de telle manière qu'un de ses pôles soit au lieu même qu'occupait le pôle de même nom de l'aiguille mobile, cette aiguille repoussée s'arrêtera lorsque la force directrice, dont la loi est connue, augmentée de la force de torsion correspondante, fera équilibre à la répulsion. Comme on peut augmenter la torsion en tournant le micromètre, on pourra observer autant de positions d'équilibre que l'on voudra, en conclure les forces répulsives pour des distances différentes, et vérifier ainsi la loi énoncée. Loi des attractions et répulsions magnétiques.

759. Mais ce mode d'observation est soumis à des erreurs, provenant des actions négligées des pôles opposés, dont les effets varient avec la position d'équilibre de l'aiguille mobile; les résultats obtenus par ce procédé ne doivent donc être qu'approchés. On peut d'ailleurs constater la loi des attractions et répulsions magnétiques, en employant une autre méthode, qui s'applique à la mesure de toutes les forces accélératrices de la nature. Ces forces pouvant être regardées comme constantes pour des distances très-peu différentes, agissent alors comme la pesanteur. La formule qui lie la longueur l du pendule simple, l'intensité g de la pesanteur, et la durée t d'une oscillation, étant $t = \pi\sqrt{\frac{l}{g}}$, on pourra l'employer pour toute espèce de force accélératrice constante g, produisant un mouvement d'oscillation. En faisant osciller le même pendule, sous l'influence d'une force de même nature, mais d'intensité différente, g et t changeront seuls, et si g' et t' sont leurs nouvelles valeurs on aura : $t' = \pi\sqrt{\frac{l}{g'}}$; d'où $g' : g :: t^2 : t'^2$; ou bien en désignant par n, n', les nombres d'oscillations faites dans le Méthode des oscillations.

même temps, $g' : g :: n'^2 : n^2$. C'est-à-dire que les forces comparées seront entre elles comme les carrés des nombres d'oscillations.

D'après cela, on peut faire osciller une petite aiguille, à des distances différentes de l'un des pôles d'un barreau aimanté, et compter à chaque station le nombre des oscillations faites pendant un certain temps, une minute par exemple. La comparaison des nombres d'oscillations obtenus, et des distances comprises entre les pôles voisins du barreau et de l'aiguille, permettra de constater la loi des forces magnétiques. On choisit pour cela de petites aiguilles d'acier très-courtes et fortement trempées, afin qu'elles puissent conserver le même degré de magnétisme sous l'influence des aimants, en possédant une grande force coercitive qui s'oppose à une nouvelle séparation des fluides magnétiques dans leurs particules.

Mais les forces qui agissent sur l'aiguille ne sont pas uniquement celles qui émanent des pôles de l'aimant, l'action directrice du globe en fait partie. Pour séparer leurs effets distincts, on peut, ou rendre nulle l'action de la terre, ou la laisser subsister et en tenir compte par le calcul. On sait que les forces magnétiques du globe se réduisent à un couple, tendant à placer l'aiguille aimantée dans le méridien magnétique; l'aiguille qu'on emploie, dans le genre d'expérience actuel, étant horizontale et mobile sur un pivot, on doit remplacer les deux forces égales du couple dont il s'agit, par leurs composantes verticales dont l'effet est détruit par le contre-poids qui détermine l'horizontalité de l'aiguille, et par leurs composantes horizontales formant un nouveau couple, qu'il faut annuler.

On y parvient en disposant sur le même plan horizontal que l'aiguille, et dans le méridien magnétique, un aimant puissant, de telle manière que son pôle le plus voisin soit semblable à celui que l'aiguille tourne de son côté par l'action seule du globe. L'expérience indique qu'on peut placer cet aimant, à une telle distance de l'aiguille, qu'elle semble indifférente à toutes les positions. Il est facile d'expliquer ce résultat. Les actions exercées par l'aimant sur l'aiguille se réduisent à deux forces contraires, parallèles, qui sont sensiblement égales, à cause de la petitesse de l'aiguille, comparativement à la distance de l'aimant; or on conçoit que ce couple nouveau puisse détruire l'effet du couple horizontal provenant de l'action du globe, si l'aimant est placé à une distance convenable.

L'aiguille étant ainsi rendue *astatique*, c'est-à-dire indifférente à l'action du globe, on peut en approcher un aimant horizontal, qui aura seul une influence efficace pour lui donner une position d'équilibre. On compte alors le nombre d'oscillations que l'aiguille fait

dans un temps donné, de part et d'autre de cette position. Ce nombre varie avec la distance du pôle de l'aimant, et l'on trouve qu'il est en raison inverse de cette distance, d'où l'on conclut facilement que les forces magnétiques varient en raison inverse du carré de la distance. L'aiguille étant très-petite, l'aimant doit être au contraire très-long, afin que son pôle le plus éloigné n'influe pas d'une manière sensible, et qu'on ne soit pas obligé de considérer des distances différentes à chaque station, ce qui compliquerait beaucoup la comparaison des observations. Coulomb se servait à cet effet d'un long fil d'acier horizontal, dont il présentait un des pôles au pôle contraire de l'aiguille.

Autrement : on peut se dispenser d'annuler l'action du globe sur l'aiguille. On la fait osciller d'abord sous l'influence seule de cette action ; soient g l'intensité de la force magnétique du globe, et n le nombre d'oscillations que l'aiguille fait alors dans le temps T. On présente ensuite un aimant horizontal, ou mieux un long fil d'acier aimanté, situé dans le plan méridien, de telle manière que son pôle voisin agisse par attraction sur le pôle dont il s'approche ; l'aiguille oscille alors plus rapidement ; soient g' la force qui détermine les oscillations, et n' leur nombre dans le même temps T. Enfin si l'on approche plus ou moins l'aimant, l'aiguille est soumise, aux différentes stations, à des forces accélératrices différentes g', g'', g'''..., et exécute dans le temps T des nombres différents d'oscillations n', n'', n'''.... On a entre ces forces et ces nombres les relations : $g : n^2 :: g' : n'^2 :: g'' : n''^2 :$... d'où $g' - g : n'^2 - n^2 :: g'' - g : n''^2 - n^2 ::$.... Or $(g' - g)$, $(g'' - g)$...représentent évidemment les forces magnétiques dues à l'aimant seul, aux diverses stations, les différences $(n'^2 - n^2)$, $(n''^2 - n^2)$... pourront donc servir à les mesurer ; et il ne restera plus qu'à les comparer aux carrés des distances, pour vérifier la loi énoncée.

Coulomb s'est aussi servi de la méthode des oscillations pour étudier la distribution du magnétisme dans les aimants. L'aiguille, suspendue à un fil de cocon, était cylindrique ; elle n'avait que 6 lignes de longueur, mais un diamètre moitié de cette longueur, afin d'être à la fois courte et massive. L'aimant soumis à l'épreuve était un fil d'acier de 2 lignes de diamètre, et long de 27 pouces ; on le plaçait successivement à différentes hauteurs, sur la même verticale, la distance qui le séparait de l'aiguille étant très-petite, et toujours la même. On connaissait la durée d'une oscillation de l'aiguille sous l'influence seule du globe ; en comptant le nombre des oscillations faites dans un temps constant, à chaque station, on pouvait facilement en déduire, par différence, une mesure de l'action de l'aimant seul, que Coulomb

supposait proportionnelle à l'action de la couche située au niveau de l'aiguille.

Cette supposition paraît moins exacte encore que celle du § 755, à cause de l'influence plus grande que les autres couches de l'aimant doivent avoir sur la résultante de ses actions. Mais la loi déjà trouvée, et que la formule de M. Biot représente très-bien, montre que cette proportionnalité peut être admise, pour les stations où l'extrémité du fil n'est pas trop voisine du niveau de l'aiguille. Pour le prouver soient : $\overline{AB}$ le fil d'acier ; $\overline{ab}$ l'aiguille mobile ; X la couche de l'aimant située sur le plan horizontal $\overline{ab}$; X' et X'' deux autres couches également éloignées de X ; $\overline{AX}=x$, $XX'=XX''=i$, $\overline{bX}=K$; y, y', y'', les intensités magnétiques des couches x, x', x''. Soit en outre λ une valeur de i, telle que les couches plus éloignées de X que cette distance λ, agissent trop faiblement sur le pôle b, ou suivant des directions trop écartées de bX, pour influer d'une manière sensible sur l'action totale.

Fig. 383.

Pour obtenir la résultante des actions du fil sur le pôle b de l'aiguille, il faudrait sommer leurs composantes suivant la direction $\overline{bX}$, et dans cette sommation les couches X', X'', d'épaisseur di, introduiraient un terme de la forme $\frac{2k}{(i^2+k^2)^{\frac{3}{2}}}(y'+y'')di$. Or la fonction y, trouvée par M. Biot (§ 260), donne identiquement $y'+y''=(\mu^i+\mu^{-i})y$, comme on l'a vu dans un autre problème de physique mathématique (§ 260) qui conduit à une loi tout à fait semblable. La résultante cherchée sera donc égale à my, si l'on désigne par m l'intégrale définie $2k\int_0^\lambda \frac{\mu^i+\mu^{-i}}{(i^2+k^2)^{\frac{3}{2}}}di$

D'après cela, les actions totales du fil aimanté sur l'aiguille mobile aux différentes stations, sont proportionelles aux intensités magnétiques des couches successivement amenées au niveau de l'aiguille, tant que ces couches ne sont pas trop voisines de l'extrémité A, ou que leurs distances à cette extrémité sont plus grandes que λ.

Ainsi la méthode des oscillations peut conduire à des conséquences exactes, sur la distribution constante ou variable du magnétisme dans un corps aimanté. M. Kupfer a fait l'application de cette méthode à l'étude du magnétisme développé par la seule influence du globe dans un barreau d'acier fondu et non trempé ; voici quelques-uns des résultats obtenus par ce physicien. Lorsque le barreau était longtemps resté dans une position qui favorisait l'action du globe, son magnétisme était uniforme, c'est-à-dire que les deux pôles, également intenses, se trouvaient à la même distance des extrémités correspondantes, ou que le point d'indifférence se trouvait au milieu même.

Quand on retournait le barreau, il perdait l'état magnétique dû à

première position, mais ne prenait pas instantanément l'état opposé; il se développait d'abord un faible degré de magnétisme vers les extrémités, qui augmentait ensuite avec le temps. Le barreau soumis à l'expérience, ayant reçu artificiellement un faible degré de magnétisme, par la méthode de la simple touche, fut placé dans la direction de l'aiguille d'inclinaison, mais en sens contraire, c'est-à-dire le pôle nord en haut; le pôle sud tourné vers le bas parut alors plus fort que l'autre, car le point d'indifférence se rapprocha de lui. En retournant le barreau, son intensité magnétique augmenta, et le point d'indifférence revint au milieu.

760. Après avoir étudié les lois des actions magnétiques, il convient de décrire les appareils et les procédés dont on se sert pour déterminer, en chaque lieu, la déclinaison et l'inclinaison de l'aiguille aimantée, ainsi que l'intensité du magnétisme terrestre, et d'exposer les lois empiriques déjà trouvées sur les variations de ces divers éléments. Mais cet objet d'étude faisant maintenant partie du cours de géodésie, nous devons nous dispenser d'entrer ici dans tous les détails qui le concernent, et nous borner à l'énoncé des résultats généraux, dont la connaissance est nécessaire dans le cours de physique. Mesure de la déclinaison et de ses variations.

L'observation de la déclinaison, ou de l'angle formé par l'aiguille aimantée horizontale, avec le méridien terrestre, exige des instruments qui appartiennent à l'astronomie, si l'on veut l'obtenir avec toute la précision désirable. Lorsque la position du méridien terrestre est connue d'avance, on peut se servir d'une simple boussole, munie d'un limbe horizontal ayant son centre sur l'axe du pivot de l'aiguille; on place alors le diamètre de ce limbe passant par le zéro de sa graduation, dans la direction connue du méridien terrestre, et l'angle qui mesure la déclinaison est directement observable. Pour constater et mesurer les variations de la déclinaison, lesquelles sont toujours peu étendues, on se sert d'une très-longue aiguille prismatique, suspendue à un fil sans torsion, et renfermée dans une boîte longue qu'on dirige suivant le méridien magnétique; cette boîte ne laisse à l'aiguille que l'espace nécessaire pour qu'elle puisse décrire ses oscillations. Chaque extrémité de l'aimant porte un vernier qui se meut directement au-dessus d'un petit arc divisé fixe; au moyen de loupes ou de lunettes convenablement placées, on peut observer la marche du zéro de chaque vernier sur l'arc fixe correspondant, et évaluer ainsi avec une grande exactitude les variations de position de l'axe de l'aiguille.

761. L'inclinaison s'obtient à l'aide d'un appareil dans lequel l'aiguille aimantée est mobile autour d'un axe horizontal, fixé normale- Mesure de l'inclinaison.

ment au centre d'un limbe vertical; ce limbe peut être placé dans divers azimuts, en tournant autour d'un axe vertical, et sa rotation est mesurée sur un autre limbe, horizontal et fixe. Pour chaque azimut l'aiguille fait un angle particulier avec l'horizon; on fait tourner le limbe mobile, jusqu'à ce que l'aiguille devienne verticale; le limbe est alors perpendiculaire au méridien magnétique; il suffit donc de le faire tourner d'un quadrans pour qu'il soit parallèle à ce méridien, et qu'on puisse y observer directement l'inclinaison de l'aiguille aimantée. Ou bien on observe les angles que l'aiguille fait avec la verticale ou l'horizon, lorsque le limbe mobile est successivement amené dans deux azimuts quelconques perpendiculaires entre eux, et l'inclinaison cherchée se déduit par une formule très-simple de cette double observation. Cette formule et ses applications sont exposées dans un autre cours.

Chaque observation de la déclinaison et de l'inclinaison, a besoin d'être répétée quatre fois, si l'on veut que le résultat soit corrigé de toute erreur provenant du non-parallélisme de l'axe magnétique de l'aiguille et de son axe de figure, ainsi que de l'hétérogénéité de sa substance. Après avoir fait une première observation, on retourne l'aiguille de telle manière que les deux parties de son axe changent de coussinets, et que ses deux faces soient substituées l'une à l'autre; on fait une seconde observation dans cette position de l'aiguille; la moyenne entre les deux résultats se trouve corrigée de la première cause d'erreur. Pour écarter la dernière, celle dépendant de l'hétérogénéité possible de l'aiguille, qui rendrait un de ses pôles plus fort que l'autre, il faut l'aimanter en sens contraire de manière à changer ses pôles de place, et recommencer deux autres observations semblables aux précédentes. La moyenne des quatre résultats obtenus est l'observation corrigée, et la seule exacte.

Mesure de l'intensité du magnétisme terrestre.

762. Pour observer l'intensité du magnétisme terrestre, on se sert d'un petit barreau aimanté, suspendu horizontalement à un fil sans torsion. Après l'avoir écarté du méridien magnétique, par l'influence d'un morceau de fer qu'on rejette ensuite au loin, on compte les oscillations qu'il fait dans un temps donné, une minute, par exemple: le carré de ce nombre sert de mesure à l'intensité de la force directrice décomposée horizontalement; connaissant l'inclinaison, il est facile d'en conclure l'intensité de la force directrice totale. Souvent au lieu d'observer durant un temps constant, on compte au contraire les secondes que le barreau emploie à décrire un certain nombre d'oscillations toujours le même; les forces directrices horizontales sont alors entre elles en raison inverse des carrés des temps. Les séries d'obser-

vations faites avec deux barreaux différents deviennent facilement comparables, quand on connaît le rapport des énergies magnétiques de ces aimants, ou celui des carrés des nombres d'oscillations qu'ils font, durant des temps égaux, dans le même lieu et à la même époque.

Les observations d'intensité, obtenues avec un seul barreau, ne sont comparables qu'autant qu'elles ont été faites à la même température. Lorsque cette condition n'est pas remplie, les résultats doivent être corrigés; et pour que cette correction puisse être faite, il faut joindre à chaque observation d'intensité magnétique, celle de la température. M. Kupfer, qui s'est beaucoup occupé du décroissement dans le magnétisme des aiguilles, par suite de leur échauffement, a donné des règles et des tables, à l'aide desquelles on peut effectuer la correction dont il s'agit. Au retour d'un voyage où l'on a recueilli une série d'observations d'intensités, on doit éprouver l'aimant dont on s'est servi, au lieu même du départ, afin de reconnaître s'il n'a pas perdu une portion de son magnétisme. Dans la construction de tous les appareils qui servent aux observations magnétiques, à l'exception de l'aiguille aimantée qui en fait la partie principale, il faut n'employer que des substances totalement privées de fer; toutes les parties accessoires sont ordinairement en cuivre rouge ou en bois. L'observateur doit prendre soin de ne porter sur lui aucun objet en fer. Enfin il faut opérer loin de toute habitation, dans un pavillon, ou sous une tente qui ne contienne pas de fer.

768. La déclinaison varie d'un lieu à un autre sur la surface du globe; elle est occidentale en Europe, orientale en Amérique et dans le nord de l'Asie. Les lieux où la déclinaison est nulle paraissent former deux lignes très-irrégulières. L'une de ces lignes sans déclinaison a été reconnue dans l'océan Atlantique, entre l'ancien et le nouveau monde; elle coupe le méridien de Paris par 65° de latitude australe, remonte au nord-ouest jusqu'au 35e degré de longitude, et devient presque nord-sud en longeant les côtes du Brésil. La seconde ligne part du grand Archipel, s'élève vers le nord, et vient traverser la partie orientale de la Sibérie. Ces lignes sans déclinaison se déplacent; elles sont douées d'un mouvement séculaire, dirigé de l'est à l'ouest. Il y a cent soixante-dix ans, celle de l'océan Atlantique passait par Paris et Londres. M. Kupfer a conclu, d'observations qu'il a faites à Kasan pendant plusieurs années, que la seconde ligne marche aussi dans le même sens. Il paraît que le déplacement n'est pas uniforme dans toute l'étendue de ces lignes, puisque la déclinaison n'a pas varié sensiblement à la Nouvelle-Hollande depuis cent cinquante ans.

Lignes sans déclinaison.

Équateur magnétique.

764. L'inclinaison augmente en général avec la latitude, et en sens contraire dans les deux hémisphères. Il existe dans la zone torride une suite de points où l'inclinaison est nulle, formant une ligne à laquelle on donne le nom d'équateur magnétique, et qui, par ses sinuosités fort irrégulières, ne figure que très-imparfaitement un grand cercle de la sphère. M. Morlet a déduit, d'observations recueillies par Cook, Vancouver, et d'autres navigateurs, vers la fin du dernier siècle, la forme de l'équateur magnétique, et la position de ses nœuds, c'est-à-dire des points où il coupe l'équateur terrestre.

Il est en totalité au sud de ce dernier entre l'Amérique et l'Afrique, et vient le couper par 18° de longitude orientale. En partant de ce nœud, et se dirigeant vers la mer des Indes, la ligne sans inclinaison s'éloigne rapidement de l'équateur, et parvient dans la mer d'Arabie au maximum de ses excursions boréales qui est de 12° environ, par 62° de longitude orientale. De là jusqu'au second nœud qui existe par 174° de longitude, au delà de l'Archipel des Carolines, la ligne sans inclinaison décrit plusieurs sinuosités, mais se maintient toujours dans l'hémisphère boréal. Entre ce second nœud et le premier, les sinuosités sont beaucoup plus prononcées, car on a reconnu un point de l'équateur magnétique commun avec l'équateur terrestre, dans l'Océan Pacifique, par 120° de longitude occidentale; mais avant et après ce point, la ligne sans inclinaison s'infléchit vers le sud.

On doit à M. Hansteen un travail semblable à celui de *M. Morlet*, aussi basé sur les observations de la fin du siècle dernier. L'équateur magnétique, qu'il a tracé, ne diffère du précédent, que par la position et le nombre des nœuds. Suivant M. Hansteen, le nœud de l'Afrique serait de 4°, celui des Carolines de 23° plus à l'est. Dans l'océan Pacifique, au lieu d'un seul point commun avec l'équateur terrestre, il y aurait deux nœuds, distants de 15 degrés, entre lesquels la ligne sans inclinaison passerait dans l'hémisphère boréal, où elle s'écarterait de l'équateur d'un degré et demi au maximum.

Les observations d'inclinaison faites dans ces dernières années, durant les voyages de MM. Freycinet et Duperrey, du capitaine Sabine, ne s'accordant pas avec la position de l'équateur magnétique, déduite d'observations qui remontent à l'année 1780, M. Morlet a conclu de ce rapprochement que la ligne sans inclinaison se déplace avec le temps. M. Arago a en effet démontré que les différences des résultats, obtenus aux deux époques, s'expliquent en admettant que l'équateur magnétique est doué d'un mouvement de translation séculaire, de l'est à l'ouest, et par conséquent dans le même sens que le mouvement des lignes sans déclinaison. On trouve, d'après cette explication, que les

nœuds ont dû marcher d'au moins 10°, dans ce sens, depuis 1780.

M. Duperrey a discuté les nombreuses observations d'inclinaison, recueillies dans ses voyages, vers 1823 et 1824; après les avoir rapprochées d'autres observations détachées faites à peu près à la même époque, il a tracé la nouvelle forme de l'équateur magnétique. Les nœuds sont au nombre de deux seulement, et presque diamétralement opposés : celui de l'Afrique est maintenant dans l'Océan Atlantique, à peu de distance des côtes du golfe de Guinée; le second nœud est dans le grand Océan, toujours à l'ouest des Carolines, et presque sous le méridien de Paris. Il existe, entre la partie boréale et la partie australe de ce nouvel équateur magnétique, une symétrie remarquable, et l'ensemble ne s'éloigne que par des sinuosités assez faibles d'un grand cercle de la sphère.

765. La déclinaison éprouve, en chaque lieu, des changements annuels, qui paraissent dépendre du mouvement des lignes sans déclinaison. A Paris, en 1580, l'extrémité nord de l'aiguille aimantée déviait de 11° à l'est du méridien terrestre; en 1664 la déclinaison était nulle. Devenue occidentale, elle a progressivement augmenté jusqu'à près de 23°, mais elle diminue depuis 1819. Outre ces variations séculaires, la déclinaison est soumise, en chaque lieu, à des variations périodiques, annuelles et diurnes. Variations de la déclinaison.

Des observations faites par M. Cassini, et qui remontent à l'année 1786, ont fait découvrir qu'à Paris, l'extrémité nord de l'aiguille marchait chaque année vers l'est, durant les trois mois qui séparent l'équinoxe du printemps du solstice d'été, et vers l'ouest pendant les neuf mois suivants. M. Gilpin a confirmé cette loi, par des observations faites à Londres vers l'année 1800, mais il a trouvé pour cette oscillation annuelle une amplitude moindre que celle assignée par M. Cassini. En rapprochant ces observations de celles faites par le colonel Beaufoy, en Angleterre, vers 1819, et par M. Bowditch, à Salem aux États-Unis, M. Arago en a tiré les conclusions suivantes : quand la déclinaison est occidentale, et augmente d'année en année, elle est soumise à une oscillation annuelle, et marche vers l'est d'avril en juillet; l'amplitude de cette oscillation diminue à mesure que le mouvement séculaire se ralentit, elle disparaît quand la déclinaison atteint la limite de son mouvement occidental; enfin quand la déclinaison diminue séculairement, on observe de nouveau une oscillation annuelle, mais le mouvement vers l'est a lieu de septembre en décembre.

Les lois relatives aux variations diurnes sont plus générales et plus tranchées. En Europe l'extrémité nord de l'aiguille aimantée marche tous les jours vers l'ouest, depuis le lever du soleil jusqu'à une heure

après-midi, et retourne ensuite vers l'est : l'amplitude de cette oscillation diurne est plus grande en été qu'en hiver. Il résulte d'anciennes observations faites par John Magdonall, à Sumatra et à Sainte-Hélène, et surtout de celles recueillies par M. Freycinet, que les variations diurnes sont sensiblement moindres entre les tropiques qu'en Europe; et que dans l'hémisphère austral elles ont lieu en sens contraire, c'est-à-dire que le pôle nord de l'aiguille marche le matin vers l'est, et le soir revient à l'ouest. D'après M. Arago, ce serait l'équateur magnétique et non l'équateur terrestre, qui sépare les deux zones où les variations diurnes ont lieu dans des sens opposés.

Outre les variations régulières et périodiques, tous les observateurs ont constaté l'existence de variations subites et irrégulières, dans la déclinaison de l'aiguille aimantée. Ces anomalies ont toujours lieu quand une aurore boréale apparaît dans le nord, et s'observent à la même époque en des lieux très-éloignés les uns des autres. Cette coïncidence importante paraît jeter quelque jour sur la cause du magnétisme terrestre, et indique en même temps que l'aurore boréale est un phénomène électrique; mais ces conséquences ne peuvent être comprises qu'après avoir étudié une autre théorie partielle, dont nous devons nous occuper plus tard.

Variations de l'inclinaison.

766. Les variations séculaires et périodiques, ainsi que les anomalies de l'inclinaison de l'aiguille aimantée, n'ont pas été *étudiées par* les observateurs autant que celles de la déclinaison; mais *quoique étant* en général plus faibles et moins faciles à constater, leur existence paraît démontrée. Suivant M. Kupfer, les variations de l'intensité magnétique horizontale observées dans un même lieu, à l'aide des oscillations d'un barreau, sont presque uniquement dues aux variations de l'inclinaison. Ce physicien a constaté, à Kasan, que la durée moyenne d'une oscillation de l'aiguille horizontale, atteint un maximum en septembre ou octobre, un minimum en février, et que cette durée subit une variation diurne plus grande en été qu'en hiver; d'où il conclut que l'inclinaison, à Kasan, atteint un maximum en été, un minimum en hiver, et éprouve des variations diurnes inégales. M. Kupfer a encore observé des différences dans la durée d'une oscillation de l'aiguille horizontale, lors des variations anomales de la déclinaison, qui semblent prouver que l'inclinaison diminue à Kasan lorsque l'aiguille s'écarte irrégulièrement vers l'ouest, et augmente au contraire quand cet écart a lieu vers l'est.

Lignes isodynamiques.

767. Les observations d'intensité faites dans un grand nombre de lieux différents, ont conduit M. de Humboldt à cette découverte importante que l'intensité magnétique du globe terrestre augmente en

général avec la latitude, ou de l'équateur vers les pôles. Les points de la surface du globe, où l'intensité a une même valeur, forment des courbes appelées *isodynamiques*. M. de Humboldt a suivi dans le nouveau continent une de ces courbes, qu'il croyait être celle du minimum d'intensité; elle coupait presque à angle droit l'équateur magnétique, au Pérou, par 7° de latitude australe, et 81° de longitude occidentale. L'intensité magnétique observée à ce nœud péruvien étant prise pour unité, M. de Humboldt trouve, pour représenter l'intensité magnétique, à Naples 1,2745, à Milan 1,3121, à Paris 1,3482. Des observations de M. Rossel, celles du capitaine Sabine, indiquent que l'intensité sur l'équateur magnétique, est encore moindre dans l'Archipel des grandes Indes, et sur les côtes occidentales de l'Afrique, qu'au Pérou. M. de Humboldt regarde comme très-probable que l'intensité magnétique varie sur la surface du globe entre des limites qui sont entre elles comme l'unité à 2,6.

M. Hansteen a déduit, d'observations faites de 1790 à 1830, plusieurs lignes d'égale intensité. M. Duperrey a fait un travail semblable, en s'appuyant sur des données plus nombreuses; il est parvenu à construire neuf courbes isodynamiques, s'étendant sur les deux hémisphères, lesquelles diffèrent peu de celles de M. Hansteen pour l'hémisphère boréal. Ces courbes sont totalement distinctes de celles d'égale inclinaison, qu'elles coupent sous toutes les directions, souvent même à angle droit, comme au nœud péruvien de M. de Humboldt, et comme la ligne isodynamique 1,60, suivie par M. Erman dans la Sibérie. M. Duperrey a trouvé que les courbes isodynamiques présentaient des formes analogues à celles des courbes isothermes, déterminées par M. de Humboldt, ou des lignes d'égale température moyenne sur la surface du globe; ce rapprochement semble indiquer que les différences d'intensité magnétique dépendent des variations de la température.

768. Les nombreuses irrégularités de toutes les courbes magnétiques à la surface du globe, jettent une grande obscurité sur la position et même le nombre de ses pôles magnétiques, c'est-à-dire des points où l'aiguille aimantée, suspendue en toute liberté de mouvement, doit être verticale. Si la terre était plus homogène et plus régulièrement aimantée, l'équateur magnétique serait un grand cercle de la sphère terrestre, celui dont s'éloigne peu la portion de la ligne sans inclinaison comprise dans l'océan Atlantique; l'inclinaison aurait alors la même valeur sur chaque petit cercle parallèle à cet équateur; enfin il y aurait deux pôles magnétiques opposés, par les 76mes degrés de latitude, les 25e et 205e degrés de longitude occidentale.

Pôles magnétiques du globe.

Mais les voyages exécutés récemment dans les mers polaires paraissent prouver que le pôle magnétique boréal est plus occidental que le lieu assigné par les inductions précédentes. En outre, pour que les inclinaisons observées en divers lieux puissent s'expliquer, il faut supposer que les deux centres d'action magnétique de la terre sont très-rapprochés de son centre; mais les inflexions de l'équateur magnétique obligent d'admettre un nouveau centre d'action dans la mer du Sud; et M. Hansteen a cru devoir conclure des sinuosités des courbes isodynamiques dans l'hémisphère boréal, qu'il possédait au moins deux centres d'action.

Décroissement de l'intensité magnétique dans l'atmosphère.

769. Les observations d'intensité, faites à différentes hauteurs au-dessus du niveau des mers, par M. de Humboldt dans les Andes et les Cordillières, par M. Kupfer dans les montagnes du Caucase, paraissent mettre hors de doute le fait du décroissement de l'intensité magnétique dans les lieux élevés. Lors de leur voyage aérostatique, MM. Gay-Lussac et Biot ont cependant trouvé que ce décroissement était insensible; mais les changements que subit le magnétisme des aimants, par suite des variations de température, expliquent ce *résultat*; car les régions élevées de l'atmosphère étant beaucoup plus froides que la surface de la terre, le barreau oscillant devait avoir acquis un excès de magnétisme, qui a pu compenser ou déguiser la diminution réelle de l'action magnétique du globe. C'est surtout dans ce genre d'observation qu'il importe d'appliquer la correction *relative à la température*.

De la boussole et de son compensateur.

770. Pour se diriger dans la haute mer, on se sert de l'aiguille aimantée, à laquelle on donne alors le nom de *boussole;* nous renvoyons au Cours de Géodésie pour tout ce qui est relatif à la construction et à l'usage de cet instrument. Dans cette application des propriétés de l'aiguille aimantée, on se fonde sur ce que le méridien magnétique fait avec le méridien astronomique un angle constant, ou qui varie d'une manière connue avec la longitude et la latitude; lorsqu'on connaît cet angle et ses variations, on peut déduire de la position de l'aiguille aimantée, la direction dans laquelle marche un vaisseau, par rapport au méridien terrestre.

Mais sur un vaisseau, il y a des masses de fer inégalement réparties, qui peuvent agir d'une manière très-variable sur la boussole, et la faire dévier du méridien magnétique d'une quantité différente suivant l'orientation du bâtiment. Un officier de la marine anglaise, M. Barlow, a trouvé un moyen de déterminer cette influence, et de corriger les erreurs qu'elle entraîne; il repose sur ce fait : que les actions exercées sur la boussole par toutes les masses de fer, quels que soient leur nombre et leurs distances, peuvent toujours être remplacées par un seul

disque de fer doux ; c'est-à-dire que si l'on supprimait toutes ces masses de fer, le disque, disposé convenablement, reproduirait les mêmes déviations de la boussole, pour toutes les orientations du navire. Nous ne pouvons décrire les opérations qui servent à déterminer, par tâtonnement et pour chaque vaisseau, la position exacte du disque de fer qui produirait cet effet. Lorsque cette position est trouvée, voici comment on parvient à corriger les observations de la boussole : on observe la direction de l'aiguille, d'abord en éloignant le disque, et ensuite après l'avoir remis exactement à sa place ; la déviation hors du méridien magnétique peut être regardée comme étant double, à la seconde observation, de ce qu'elle était à la première ; la comparaison des deux résultats fait donc connaître la déviation due au fer du vaisseau, et par suite la correction que doit subir la première observation.

Considérations sur la théorie du magnétisme.

771. On doit à M. Barlow une autre découverte remarquable : il a trouvé qu'une sphère pleine, de fer, aimantée par l'influence du globe, n'agissait pas plus fortement sur l'aiguille aimantée qu'une sphère creuse du même métal et de même dimension, dont l'épaisseur était moindre que la $\frac{1}{100}$e partie du diamètre total. M. Barlow avait conclu de cette expérience que le magnétisme, comme l'électricité, se transportait à la surface extérieure des corps. Cependant il est impossible d'admettre le transport des fluides magnétiques : la faculté que possède les aimants d'aimanter le fer et l'acier sans perdre de leur magnétisme; l'apparition de nouveaux pôles dans les fragments d'un barreau aimanté que l'on brise, et leur disparition lorsque ces fragments sont réunis de manière à reformer le barreau primitif, qui ne présente plus alors que deux pôles ; tous ces faits repoussent l'hypothèse du transport des fluides magnétiques, hors des dernières particules des corps susceptibles d'aimantation.

D'ailleurs M. Poisson, en appliquant le calcul à l'hypothèse fondamentale des fluides non transportables, a démontré que le fait trouvé par M. Barlow en était une conséquence mathématique. M. Poisson a pareillement déduit de l'analyse un théorème qui explique le succès du compensateur de M. Barlow : ce théorème démontre qu'il est possible de remplacer l'action qu'exercent sur l'aiguille de la boussole, les masses de fer en nombre quelconque qui peuvent être situées autour d'elle dans un vaisseau, par une seule masse du même métal, qui produise le même effet que toutes ces masses, quelle que soit l'orientation du bâtiment.

L'inégalité de l'action de deux barreaux de même volume extérieur, l'un de fer doux, l'autre de nickel ou de cobalt, est un fait singulier

dont il paraît difficile de se rendre parfaitement compte dans la théorie du magnétisme que nous avons adoptée jusqu'ici. Il semblerait, d'après cette théorie, que le volume extérieur d'un morceau de fer et d'un morceau de nickel étant le même, une aiguille aimantée devrait développer dans ces deux morceaux une aimantation par influence d'égale intensité, d'où devraient naître des forces attractives égales; l'expérience prouve cependant que l'action magnétique est moins énergique sur le nickel que sur le fer. M. Poisson a fait voir que ce résultat pouvait s'expliquer, en admettant que le rapport des espaces vides et pleins de matière pondérable était différent d'un métal à l'autre; en sorte que le volume des parties réellement magnétiques pouvait être très-différent, sous un même volume apparent de fer et de nickel. Cette explication est plus probable que celle qui attribuerait le fait énoncé, à une différence dans la nature du magnétisme des différents corps dont il s'agit.

Lorsqu'on compare les densités des métaux avec les poids spécifiques de leurs atomes fournis par la chimie, on trouve qu'à peu d'exceptions près, le fer, le nickel et le cobalt, sont de tous les métaux, ceux pour lesquels le rapport des espaces pleins et vides de matière pondérable est le plus grand; ou ceux dont les dernières particules sont le plus rapprochées; le manganèse viendrait ensuite dans la série des métaux ainsi rangés par ordre de porosité. Il semblerait, d'après cela, que la propriété dont jouissent exclusivement *ces quatre* métaux, d'être sensibles à l'action magnétique lorsqu'ils sont en repos, tiendrait au plus grand rapprochement de leurs particules, ou à leur moindre porosité; ce qui expliquerait la diminution ou l'augmentation de l'énergie magnétique, lorsque la température augmente ou diminue, et que conséquemment les corps aimantés se dilatent ou se contractent.

Cette hypothèse paraît encore plus probable, quand on observe qu'un boulet de fer, à la température du rouge-blanc, n'agit pas sur l'aiguille aimantée. Cependant il est difficile d'expliquer pourquoi certaines combinaisons chimiques dans lesquelles le fer entre comme composant, ou certaines substances minérales qui ne contiennent que très-peu de fer, sont sensibles à l'action magnétique, quoique les distances des particules, dans ces combinaisons et ces substances, soient incomparablement plus grandes que dans d'autres, tout à fait inertes lorsqu'elles sont en repos en présence des aimants.

Actions singulières des aimants.

772. Coulomb a fait un grand nombre d'expériences, dans le but de reconnaître si d'autres substances n'étaient pas sensibles au magnétisme; il fit osciller de petites aiguilles de bois, de verre, de gomme

laque, suspendues à des fils de soie sans torsion, entre les deux pôles contraires de deux forts barreaux aimantés; en comparant les nombres d'oscillations faites par ces petites aiguilles, sous l'influence des aimants, avec celles qu'elles faisaient dans le même temps, avant cette influence, il avait cru reconnaître que les corps qu'on pouvait regarder comme exempts de fer, devenaient sensibles au magnétisme dans le mode d'expérience ci-dessus. Mais en calculant la quantité de fer qu'il faudrait mélanger avec des substances inertes, pour produire les faibles effets observés, on trouve qu'elle serait assez petite pour échapper à l'observation dans l'analyse chimique de ces substances; les résultats des expériences de Coulomb ne pouvaient donc prouver, d'une manière certaine, que les corps essayés étaient sensibles à l'influence des aimants.

M. Becquerel a constaté depuis, que des aiguilles de bois, de verre, suspendues à des fils de soie sans torsion, tendaient à prendre une certaine direction, lorsqu'elles étaient placées dans le voisinage des pôles contraires de deux forts barreaux aimantés. Il a trouvé que cette direction variait avec les distances de chaque aiguille aux pôles des barreaux : à égale distance de ces pôles, sur la ligne qui les unissait, les aiguilles éprouvées semblaient se diriger perpendiculairement à l'axe commun des aimants.

M. Lebaillif a aussi imaginé un appareil qui paraît prouver que toutes les substances agissent sur l'aiguille aimantée. Cet appareil se compose d'une paille de trois décimètres de longueur environ, suspendue à un fil de cocon; trois aiguilles à coudre, aimantées à saturation, sont fixées horizontalement, l'une dans l'axe de la paille à une de ses extrémités, les deux autres perpendiculairement à cet axe vers la seconde extrémité, de telle manière que leurs pôles contraires se regardent; ces deux dernières pourraient être remplacées par un contre-poids. La première aiguille rend l'appareil sensible à l'action du globe, en sorte que la paille se place dans le méridien magnétique. Le tout est entouré d'une cage en verre, percée latéralement d'un trou par lequel on présente à l'aiguille les corps que l'on éprouve; un arc divisé, maintenu au-dessus de la paille, sert à mesurer ses déviations. Lorsqu'on présente différents corps à l'aiguille, elle est tantôt attirée, tantôt repoussée; le bismuth et l'antimoine produisent tous les deux une répulsion. Mais ces effets sont toujours très-petits, malgré la grande sensibilité de l'appareil. FIG. 384.

En général les actions singulières que les aimants paraissent exercer sur tous les corps, d'après les expériences de Coulomb, de MM. Becquerel et Lebaillif, sont si faibles, qu'il faut employer des précau-

tions très-minutieuses pour écarter toutes les causes étrangères qui pourraient les dénaturer ; ce sont ces difficultés qui n'ont pas encore permis d'assigner la cause probable de ces phénomènes. Il n'en est pas de même d'un autre genre d'action, découvert par M. Arago, et qui est exercé sur les aimants par les corps ayant une position fixe relativement à des aimants mobiles : M. Faraday a prouvé que cette action était due à des courants électriques, que le mouvement relatif de l'aimant et du corps éprouvé faisait naître dans ce dernier ; nous décrirons ces nouveaux faits et leur explication probable, à la fin de la théorie physique de l'électro-magnétisme.

QUARANTE-SIXIÈME LEÇON.

Sources d'électricité. — Électricité développée par la pression ; par le clivage ; par la chaleur. — Galvanisme. — Électricité développée par le contact ; dans les actions chimiques. — Pile de Volta ; ses diverses formes. — Effets généraux de la pile. Commotion voltaïque. Effets calorifiques et lumineux. Décomposition de l'eau. — Des piles sèches.

---

773. L'électricité statique et le magnétisme formeraient les deux dernières théories de la physique, sans les faits découverts depuis cinquante ans ; ces faits ont considérablement agrandi le domaine de l'électricité, en prouvant que cette cause naturelle joue un rôle dans presque tous les phénomènes physiques et chimiques, et qu'elle doit être regardée comme l'origine des actions magnétiques. Il en est résulté une science toute nouvelle et fort étendue, que l'on peut appeler généralement l'électricité dynamique, car tous les phénomènes qui la composent ne peuvent s'expliquer que par le mouvement continu des fluides électriques. Mais avant de définir et d'étudier les effets produits par l'électricité en mouvement, il ne sera pas inutile d'exposer d'abord plusieurs faits, dépendant encore de l'électricité statique, et qui serviront en quelque sorte d'introduction à la recherche de toutes les circonstances dans lesquelles il peut y avoir décomposition de fluide neutre. Sources d'électricité.

774. Le frottement est l'origine de l'électricité libre, dans les machines électriques qui ont été décrites précédemment. Mais d'autres causes peuvent donner lieu à la décomposition du fluide naturel ; la pression exercée sur des corps solides, compressibles ou élastiques, est une de ces causes. Le premier fait relatif au développement de l'électricité libre par pression a été signalé par M. Libes ; ce physicien remarqua qu'un disque de métal isolé et non verni étant pressé sur du taffetas gommé s'électrisait négativement ; tandis qu'il s'électrisait positivement si on le frottait sur le même corps. Un plateau de verre poli s'électrise aussi négativement, s'il est pressé sur du taffetas gommé. Électricité développée par la pression.

Haüy a découvert plus tard que la pression exercée sur des cristaux

dont le clivage n'est pas très-serré, peut occasionner un développement d'électricité libre. La chaux carbonatée cristallisée, ou le spath d'Islande, présente ce phénomène d'une manière très-sensible; il suffit de le comprimer avec les doigts, et de le présenter ensuite à une des extrémités d'une aiguille métallique, mobile sur un pivot conducteur, et communiquant avec le réservoir commun; l'aiguille est alors déviée, par l'attraction que le fluide libre, répandu sur le cristal comprimé, exerce sur le fluide de nom contraire que son influence accumule à l'extrémité de cette aiguille. Les cristaux comprimés peuvent conserver leur électricité libre pendant plusieurs heures, et même pendant plusieurs jours; cette puissance conservatrice est principalement remarquable dans le spath d'Islande. Cette propriété de donner des signes d'électricité par la pression, et sa permanence plus ou moins longue, ont été introduites, par Haüy, au nombre des moyens de distinguer les unes des autres les substances minérales.

M. Becquerel a étudié de plus près les phénomènes dus au développement de l'électricité par pression; son électromètre était une balance électrique, dont le fil métallique était capillaire; un appareil particulier lui permettait de graduer à volonté les pressions exercées, et de les faire cesser, soit instantanément, soit avec une vitesse déterminée. Ses expériences l'ont conduit aux lois suivantes : lorsque deux corps de nature différente sont pressés l'un *contre l'autre*, et ensuite subitement séparés, ils se trouvent chargés d'électricités contraires. Si les deux corps sont mauvais conducteurs, ou si, étant bons conducteurs, ils ont été pressés ou séparés en les tenant isolés, l'électricité libre répandue sur chacun d'eux se manifeste par les signes ordinaires. Si un seul de ces deux corps non isolés est mauvais conducteur, il manifeste seul de l'électricité libre. Enfin, si les deux corps pressés sont bons conducteurs et constamment en contact avec le réservoir commun, l'électricité libre développée par la pression n'est sensible sur aucun d'eux, comme on devait s'y attendre.

La quantité de fluide neutre décomposée par la pression, ou la masse d'électricité libre répandue sur chacun des deux corps pressés, après leur séparation, dépend à la fois, et de l'intensité de la pression qu'ils ont subie, et de la rapidité avec laquelle ils ont été séparés. Lorsque la vitesse de séparation est la même, les charges électriques sont proportionnelles à la pression exercée. Lorsque la pression est la même, l'électricité libre répandue sur chaque corps séparé est d'autant moindre que la séparation a été opérée moins rapidement. Les corps conservent d'autant plus longtemps l'électricité libre développée par pression, que leur conductibilité est plus faible.

La chaleur influe beaucoup sur ces phénomènes : le spath d'Islande qui, à la température ordinaire, se charge d'électricité positive par la pression, prend au contraire, dans les mêmes circonstances, l'électricité négative, lorsque sa température est suffisamment élevée. Deux corps de même nature et à la même température étant pressés l'un contre l'autre, ne donnent aucun signe électrique après la séparation; mais si l'un de ces corps est plus échauffé que l'autre, il se trouve chargé d'électricité négative, et le plus froid est électrisé positivement.

Pour observer ces phénomènes, il faut avoir soin d'essuyer et même de sécher les corps que l'on doit presser, car l'humidité adhérente à leur surface peut agir comme corps conducteur pour recomposer les deux fluides électriques développés; l'expérience prouve en effet que sans ces précautions les corps pressés ne donnent aucun signe d'électricité libre après leur séparation. On peut constater l'existence de l'électricité développée par la pression sur des morceaux de liége, de gomme élastique, de moelle de sureau, tenus par des manches isolants.

Il ne faut pas confondre le développement de l'électricité par la pression seule, avec celui dû au frottement entre les corps pressés. Les premiers faits cités plus haut prouvent que ces phénomènes sont très-distincts, car un même corps peut se trouver chargé, après l'opération, d'électricités différentes dans l'un ou l'autre cas. M. Péclet paraît avoir démontré, par une longue suite d'expériences, que l'énergie de la pression n'a pas d'influence sensible sur la quantité d'électricité développée entre des corps frottés sous cette pression continuellement agissante. Ces nouveaux faits ne sauraient contredire les lois, trouvées par M. Becquerel, sur l'électricité développée par la pression, puisque cette classe de phénomènes est d'une tout autre nature que celle étudiée par M. Péclet.

775. Lorsqu'on sépare dans l'obscurité deux lames de mica, il y a lumière produite; et si ces deux lames sont isolées, elles sont chargées d'électricités contraires. Deux lames de chaux sulfatée, privées de leur eau de cristallisation par la chaleur, donnent lieu au même phénomène. Les deux parties d'une carte dédoublée se trouvent aussi électrisées de manière différente. Ces faits semblent devoir dépendre de la même cause que le développement de l'électricité par la pression; ils ne sont sensibles que dans les corps cristallisés, ou dans ceux dont les deux surfaces, après la fracture, peuvent être considérées comme offrant quelque différence relativement à la disposition des molécules. L'expérience prouve en effet que deux morceaux d'un bâton de verre Électricité développée par le clivage.

ou de résine rompu ne sont pas électrisés. Le choc peut aussi développer de l'électricité, sans doute par la compression qu'il occasionne dans les corps choqués ; la lumière ou la phosphorescence qui accompagne le choc dans l'obscurité doit être attribuée à la réunion des deux électricités développées par la percussion.

Électricité développée par la chaleur.

776. Certains cristaux naturels présentent des phénomènes électriques lorsqu'on élève leur température. La tourmaline, cristallisée en prismes hexagonaux ou triangulaires allongés, est très-commode pour étudier cette propriété; il paraît que les phénomènes sont plus prononcés pour une certaine longueur du cristal éprouvé. Quand on chauffe une tourmaline, en la plongeant dans l'eau bouillante, on remarque que ses deux moitiés sont chargées d'électricités contraires. la présence des deux électricités est principalement sensible vers les deux extrémités du cristal prismatique.

Lorsque deux cristaux de tourmaline chauffés sont présentés l'un à l'autre, ils s'attirent ou se repoussent, suivant que les extrémités rapprochées sont chargées d'électricités contraires, ou électrisées de la même manière. Pour faire commodément cette expérience on pratique une chape au milieu de chaque cristal, et on le place sur la pointe d'une aiguille métallique non isolée, après l'avoir plongé dans l'eau bouillante. Les deux cristaux de tourmaline peuvent ainsi se mouvoir facilement et céder à une attraction ou à une répulsion électrique très-faible.

Il paraît que l'électricité développée dans ces circonstances est due à une inégale distribution de la chaleur. Nous avons déjà dit qu'une simple différence de température entre deux corps de même nature, frottés l'un contre l'autre, suffisait pour décomposer leur fluide naturel, et les charger d'électricités contraires ; nous aurons l'occasion de constater par la suite que le simple contact entre ces mêmes corps produit des phénomènes semblables. Il y a tout lieu de croire que la propriété dont jouissent certains cristaux, d'être électriques par la chaleur, est due à des causes analogues ; car le fait du clivage dans les substances cristallisées permet de les considérer comme des couches de même nature juxta-posées, et l'on conçoit que l'arrangement régulier des molécules qui composent chaque couche, peut établir une telle différence entre la nature de ses deux faces, que la chaleur s'y doive distribuer inégalement.

Une tourmaline chauffée étant brisée transversalement, chacun des fragments offre deux pôles électrisés différemment. Ce fait indique que les électricités développées par la chaleur dans chaque couche n'en sortent pas, mais qu'elles se transportent seulement, après leur

séparation, vers ses deux faces opposées. La polarité de la tourmaline doit alors s'expliquer de la même manière que celle des aimants, dans la théorie des fluides magnétiques.

Il y a, pour chaque cristal de tourmaline, deux limites de température entre lesquelles les phénomènes électriques sont sensibles ; ces limites sont en général 10° et 150° centigrades : elles sont peu différentes pour deux tourmalines de même longueur, mais elles varient avec cette dimension. Quand on chauffe régulièrement une tourmaline, ses pôles ou centres d'action électriques restent de même nature, tant que sa température s'élève. Mais si on la laisse se refroidir ensuite, ses pôles disparaissent un instant, pour reparaître ensuite en changeant de position.

M. Becquerel, qui a beaucoup étudié le développement de l'électricité par la chaleur dans les substances cristallisées, et à qui l'on doit la découverte du renversement des pôles, lors du refroidissement de la tourmaline, a remarqué qu'une tourmaline chauffée ou refroidie par une de ses moitiés seulement, l'autre étant entretenue à une température constante, donnait des signes d'une seule électricité libre sur la première moitié, tandis que la seconde restait à l'état naturel. Ce fait semble contraire à tous les autres phénomènes électriques connus, dans lesquels les deux électricités se développent en même temps; mais il peut se faire que, dans cette expérience, les deux électricités existent réellement séparées, mais qu'étant inégalement distribuées dans l'épaisseur et même la longueur du cristal, elles soient inégalement perceptibles.

777. De toutes les causes de développement de l'électricité, la plus importante est sans contredit celle qui donne lieu aux phénomènes galvaniques. L'ensemble de ces phénomènes constitue une partie de la physique fort étendue, et d'une grande utilité pour l'étude de la chimie. Voici l'origine de leur découverte, qui remonte à l'année 1790. Galvani, disséquant des grenouilles mortes, dans le voisinage du conducteur d'une machine électrique, aperçut certains mouvements convulsifs dans leurs cadavres mutilés. Cherchant ensuite à éclaircir ce phénomène qui n'était qu'un choc en retour, il reconnut qu'il suffisait de mettre en communication les nerfs et les muscles d'une grenouille récemment tuée, au moyen d'un arc métallique, et surtout d'un arc composé de plusieurs métaux, pour y faire naître de vives convulsions. Galvanisme.

Ce fait peut être constaté sur un grand nombre d'animaux ; mais les animaux à sang froid, tels que les grenouilles, sont préférables à ceux à sang chaud, parce qu'ils conservent plus longtemps après la mort l'irritabilité musculaire, nécessaire à la production du phénomène

dont il s'agit. Pour préparer convenablement une grenouille, on coupe son corps transversalement au-dessous des bras ; on dépouille promptement ses cuisses et ses jambes de leur peau ; on enlève ensuite toutes les chairs qui recouvrent les nerfs lombaires, qu'on a soin de ne pas attaquer ; on met ainsi à nu les nerfs et les muscles qui se rendent aux pattes postérieures.

Lorsqu'on place un fil ou une lame métallique, de cuivre, par exemple, sous les deux nerfs lombaires, une lame d'un autre métal sur les muscles ou les jointures, on peut faire naître dans ces muscles de vives convulsions, soit en rapprochant les deux lames jusqu'au contact, soit en les mettant en communication par un arc métallique de même nature que l'une d'elles, ou par un troisième métal. Ces convulsions naissent encore, mais beaucoup plus faiblement, lorsque le circuit galvanique ne contient qu'un seul métal.

Galvani, pour expliquer ce phénomène, admettait que les nerfs et les muscles constituaient deux armures électrisées de matières différentes, analogues à celle de la bouteille de Leyde ; qu'une substance, isolante comme le verre, empêchait la réunion des deux électricités ; qu'il y avait décharge en réunissant ces deux armures par un arc métallique ; et enfin que les muscles et les nerfs éprouvaient alors l'effet dû au passage de l'électricité.

Électricité développée par le contact.

778. Volta fut conduit à une autre explication. Il constata d'abord que les phénomènes étaient plus prononcés quand l'arc *galvanique* était composé de métaux différents. En effet, lorsqu'on n'emploie qu'un seul métal, il faut des circonstances particulières pour obtenir des résultats sensibles ; il faut surtout prendre un animal mort très-récemment, et qui au moment de la mort fut dans un état de vie bien développé. Volta crut pouvoir attribuer l'origine de l'électricité galvanique au contact des métaux. Il avait déjà imaginé l'instrument appelé condensateur, dont la force condensante peut aller jusqu'à centupler la tension d'une source électrique. Il chercha à faire voir, au moyen de cet instrument, que le contact seul de deux métaux de nature différente, occasionnait un développement d'électricité.

Pour cela, il se servit de deux disques, l'un de zinc, l'autre de cuivre, munis de deux manches isolants. Il les mettait l'un sur l'autre, les séparait ensuite, mettait l'un d'eux, et toujours *le même*, en contact avec le plateau inférieur du condensateur, tandis que le plateau supérieur communiquait avec le sol. Il répétait cette opération un grand nombre de fois, et parvenait à observer des signes d'électricité sur le plateau collecteur, lorsqu'il enlevait le plateau supérieur. Il est rare cependant que cette expérience réussisse.

Si le seul contact suffit pour développer l'électricité, le système isolé de deux plaques soudées, l'une de zinc, l'autre de cuivre, devra être constamment électrisé; les deux métaux devront se charger d'électricité libre de noms contraires; cependant la quantité de ces électricités sera sans doute trop faible pour être observée. Mais si l'on se sert du condensateur, que l'un de ses plateaux communiquant avec le sol, on touche l'autre, qui est ordinairement en cuivre, avec l'extrémité cuivre du système des deux plaques soudées, tandis que l'extrémité zinc est tenue à la main, l'équilibre électrique ne pourra s'établir que lorsque la tension de l'électricité libre du plateau touché sera égale à la force répulsive due à la décomposition du fluide naturel qui s'opérera au contact des plaques, et à laquelle Volta a donné le nom de *force électro-motrice*. Or l'électricité latente, maintenue sur le plateau par l'action du condensateur, pouvant être cent fois plus considérable que cette électricité libre, l'écartement des deux plateaux pourra donner des signes électriques observables. C'est en effet le résultat que donne l'expérience.

Il semblerait, d'après cela, que si l'on touchait le plateau du condensateur avec l'extrémité zinc, en tenant l'extrémité cuivre à la main, le condensateur devrait manifester de l'électricité contraire à celle observée dans le cas précédent; mais dans ces circonstances on n'observe aucun effet. Volta expliquait cette anomalie, en observant que le plateau du condensateur étant de la même nature que la plaque de cuivre, la plaque de zinc se trouvait en contact par ses deux extrémités avec du cuivre, et que les forces électro-motrices opposées, dues à ce double contact, détruisant leurs effets, le fluide naturel du zinc ne pouvait être décomposé. En effet, cette anomalie disparaît lorsqu'on interpose, entre le zinc et le plateau du condensateur, un des corps que Volta regardait comme simplement conducteurs, ou ne jouissant pas des propriétés électro-motrices, tel que du papier mouillé; alors le condensateur donne des signes sensibles d'électricité contraire à celle manifestée dans le cas précédent.

Dans ces expériences le cuivre se charge d'électricité négative, et le zinc d'électricité positive. D'autres métaux, éprouvés de la même manière, donnent des résultats analogues. Il n'y aurait, d'après Volta, que certains corps qui jouiraient de la propriété électro-motrice, et qu'il nommait pour cela corps électro-moteurs; il appelait non-électro-moteurs, ou simplement conducteurs, les autres corps, dont le contact ne détermine pas un développement d'électricité capable de masquer celle que donnent les premiers, mais qui conduisent cependant très-bien les fluides électriques.

Origine de la pile de Volta.

779. D'après Volta, la force électro-motrice d'un système de deux plaques en contact, de métaux différents, de cuivre et de zinc par exemple, ne serait pas diminuée si l'on chargeait ce système, comme tout autre corps conducteur, d'électricité positive ou négative. C'est-à-dire que le système contenant isolé, (+1) d'électricité positive sur sa partie zinc, (−1) d'électricité négative sur sa partie cuivre, et recevant d'une source d'électricité une quantité $2n$ d'électricité positive, contiendrait ensuite une quantité $(n+1)$ d'électricité sur sa partie zinc, et une quantité $(n-1)$ sur sa partie cuivre; en sorte que la différence (2) de l'état électrique de ces deux parties serait constante, et servirait de mesure à la force électro-motrice.

C'est ce principe qui conduisit Volta à imaginer la pile qui porte son nom. Cette découverte a eu une influence immense sur les progrès de la physique et de la chimie, et cependant la théorie de l'appareil qu'elle a fourni est encore très-imparfaite; car parmi les différentes hypothèses qu'on a conçues pour l'expliquer, il n'en est pas une qui soit exempte de doutes et d'objections. En admettant le principe posé par Volta, on en déduit, comme conséquence, que l'équilibre électrique ne peut exister entre deux plaques de cuivre et de zinc en contact, que si la différence entre leurs états électriques est égale à la force électro-motrice; tandis que si ces plaques sont séparées par un conducteur humide non-électro-moteur, leurs états électriques doivent être égaux.

Il est facile de voir, d'après cela, qu'en plaçant au-dessus d'un couple de plaques de cuivre et zinc (c_1, z_1) un disque de papier ou de drap mouillé, puis au-dessus un autre couple des mêmes métaux
FIG. 383. (c_2, z_2), l'équilibre électrique ne peut exister dans ce système, que lorsque la différence entre les états électriques du premier cuivre (c_1) et du dernier zinc (z_2) est double de la force électro-motrice; qu'en plaçant au-dessus du second couple un second disque de drap mouillé, puis un troisième couple (c_3, z_3), l'équilibre n'est établi que lorsque la différence des états électriques de c_1 et z_3 est triple de la force électro-motrice; enfin que l'équilibre ne peut exister dans la pile de Volta, que lorsque la différence des états électriques du premier cuivre et du dernier zinc est égale à autant de fois la force électro-motrice, que cette pile contient de couples ou d'éléments.

On déduit de là que, si n est le nombre des éléments d'une pile isolée, et (+2) la force électro-motrice, le premier cuivre sera chargé d'une quantité $(-n)$ d'électricité négative, et le dernier zinc de $(+n)$ d'électricité positive; que si cette pile communique avec le

sol par son extrémité cuivre, dont l'état électrique sera conséquemment zéro, son extrémité zinc sera chargée d'une quantité ($2n$) d'électricité positive, en sorte que la tension de l'électricité à cette seconde extrémité sera proportionnelle au nombre des éléments.

On constate facilement que la pile, composée comme nous venons de le dire, est chargée d'électricités contraires à ses deux extrémités lorsqu'elle est isolée, d'électricité positive à son extrémité zinc, lorsque son extrémité cuivre touche le sol, ou d'électricité négative à son extrémité cuivre, lorsque son extrémité zinc est en contact avec le réservoir commun. Il suffit pour cela de mettre en communication avec le plateau collecteur du condensateur de Volta, l'extrémité de la pile dont on veut étudier l'état électrique. Mais lorsqu'on veut vérifier la loi de proportionnalité, que la théorie de Volta assigne entre les tensions extrêmes et le nombre des éléments de la pile, en se servant à cet effet du plan d'épreuve et de la balance de Coulomb, tout en constatant que ces tensions augmentent avec le nombre des éléments, on trouve pour cette augmentation une loi moins rapide que la loi théorique, et qui peut même varier entre des limites très-étendues, d'une pile à une autre.

780. Depuis la découverte de la pile de Volta, on a étudié en détail toutes les circonstances qui peuvent influer sur le développement et le mouvement de l'électricité dans cet appareil. On n'a pas tardé à s'apercevoir que l'action chimique, exercée entre les métaux et les liquides conducteurs qui le composent, avait une grande part à la décomposition de fluide naturel que l'on y observait. C'est ainsi que les acides qui corrodent les métaux semblent être les meilleurs conducteurs à employer pour favoriser l'énergie des phénomènes voltaïques. Wollaston a avancé le premier que c'était seulement à cette action chimique qu'étaient dus les phénomènes de la pile; les expériences que nous citerons par la suite donnent un grand poids à cette opinion.

Électricité développée dans les actions chimiques.

On peut d'ailleurs prouver, en employant encore le condensateur de Volta, qu'il y a un développement d'électricité dans les actions chimiques. Si l'on place sur le plateau collecteur un disque de papier mouillé, et dessus une capsule de zinc, dans laquelle on verse de l'acide sulfurique qui agit chimiquement sur ses parois, et qu'on plonge dans le liquide une tige de platine communiquant avec le sol, le condensateur indique bientôt une charge électrique sensible. Il y a donc décomposition de fluide naturel pendant l'action chimique : l'une des électricités se répand dans le sol, en suivant la tige de platine; l'autre se transmet de la capsule au plateau du condensateur, à travers le

conducteur humide. Cette expérience répétée sur un grand nombre de substances métalliques, et de liquides acides différents, susceptibles d'agir chimiquement sur ces métaux, a donné dans tous les cas des résultats semblables.

M. Pouillet a constaté que la combustion du charbon donne de l'électricité, en empêchant le contact de la partie non brûlée, avec le produit de la combustion, pour éviter la recomposition des deux électricités. Ainsi en plaçant sur le condensateur un charbon, incandescent à sa surface supérieure, de telle manière que l'acide carbonique formé, plus chaud que l'air, s'élève dans l'atmosphère, on trouve que le charbon s'électrise négativement, et l'on reconnaît facilement que le gaz acide emporte de l'électricité positive. M. Becquerel a démontré qu'il y a développement d'électricité, lors de l'action chimique des acides et des bases, des acides ou des alcalis sur les sels, et même des sels entre eux ; qu'en un mot toute action chimique, quelque faible qu'elle soit, développe de l'électricité (cinquantième leçon).

Preuves d'actions chimiques dans la pile.

781. Ainsi il peut y avoir de l'électricité développée dans la pile par l'action chimique, et cela en plus ou moins grande quantité, suivant l'ordre des substances métalliques que l'on met en contact, et suivant le liquide que l'on emploie comme corps conducteur. Maintenant on doit se demander si le contact des métaux différents est seul suffisant pour développer l'électricité manifestée dans la pile, et si la faiblesse des actions chimiques exercées n'aurait pas *induit Volta* en erreur. Ne serait-il pas possible qu'une action chimique, exercée par l'oxygène de l'air sur les éléments de la pile, donnât naissance à l'électricité que Volta attribuait au seul contact des métaux ?

On a cherché si l'électricité continuerait à se développer dans une pile que l'on placerait au milieu d'un gaz qui ne pourrait exercer aucune action chimique sur les éléments, tel que l'hydrogène ou l'acide carbonique. On a trouvé de cette manière que les métaux accouplés qui donnaient les phénomènes électriques les plus marqués lorsque la pile qu'ils composaient était au milieu de l'air, ne donnaient plus aucun signe d'électricité développée quand l'appareil était entouré d'un gaz sans action chimique sur eux. Lorsque les éléments d'une pile exposée à l'air sont composés chacun de deux métaux soudés, l'appareil n'agit bien que si les bords de ces éléments sont parfaitement décapés ; mais lorsque leur surface latérale s'est recouverte d'oxyde, l'appareil est sans efficacité. Ce fait est une nouvelle preuve en faveur de l'opinion qui attribue à une action chimique le développement d'électricité observé dans la pile de Volta.

Nous avons dit qu'en tenant à la main la partie zinc du système de

deux plaques cuivre et zinc, soudées bout à bout, tandis que la partie cuivre touchait le plateau du condensateur, on obtenait des signes électriques sensibles. Mais ce fait ne pourrait-il pas provenir de ce que l'humidité, due à la transpiration cutanée, exerce sur le zinc une action chimique? Si l'on tient le zinc avec une pince en bois suffisamment conductrice, on n'observe plus aucun signe électrique. Si tenant le zinc avec la main, on dépose sur ce métal quelques gouttes d'acide sulfurique, l'électricité recueillie paraît beaucoup plus forte. Dans ce dernier cas, les deux électricités développées par l'action chimique se recomposeraient si le système des plaques était isolé; en le faisant communiquer au contraire avec le sol, une des électricités se perd, l'autre se répand sur le plateau collecteur. Toutes ces expériences tendent au moins à faire considerer le contact des métaux comme insuffisant pour expliquer les phénomènes de l'électricité voltaïque.

M. Becquerel a d'ailleurs prouvé, par des expériences directes, que les liquides ne sont pas de simples corps conducteurs comme Volta le supposait; qu'ils exercent dans la pile une action comparable à celle des métaux, et qui peut même l'emporter sur cette dernière. Quelle que soit donc la théorie au moyen de laquelle on parviendra à expliquer, d'une manière complète, tous les phénomènes qui se rattachent au galvanisme, il est certain que les idées de Volta sur la cause du développement de l'électricité dans la pile, ne peuvent plus être soutenues, et que les actions chimiques ont une grande part à ce développement, si même elles n'en forment pas la seule et unique cause.

Après avoir étudié les phénomènes que la pile peut produire, on verra que ses effets peuvent s'expliquer en admettant que les actions chimiques seules y développent les électricités manifestées, et cela d'une manière plus complète qu'en les attribuant au seul contact des métaux. Il serait cependant faux de conclure, de cette théorie moins imparfaite, que le simple contact entre des corps ne produit jamais d'électricité libre; car on peut reconnaitre, à l'aide d'un électromètre condensateur très-sensible, qu'il y a électricité développée lors du contact d'un morceau de peroxyde de manganèse, avec un métal non oxydable dans l'atmosphère, tel que l'or ou le platine; et il serait impossible d'attribuer l'effet observé dans cette circonstance à une action chimique. Mais on peut adopter la théorie chimique de la pile, sans nier pour cela qu'il puisse y avoir de l'électricité libre produite par le seul contact de certains corps; on doit seulement regarder cette dernière cause comme entrant pour une très-faible part dans les phénomènes voltaïques.

782. Les premieres piles qu'on ait construites se composaient, comme nous l'avons vu, de couples de deux métaux, séparés par des conduc- Pile à colonne.

teurs humides. Les métaux employés étaient souvent l'argent et le zinc. On a substitué, depuis, le cuivre à l'argent comme moins dispendieux. Les disques de carton ou de drap, interposés entre les couples métalliques, étaient imbibés d'eau pure; on ne tarda pas à s'apercevoir qu'il était très-avantageux, pour obtenir des phénomènes plus prononcés, de dissoudre dans le liquide employé des substances salines ou des acides. Les deux plaques de cuivre et zinc de chaque couple étaient simplement juxta-posées : on trouva qu'il était plus efficace de les souder ensemble; on donna plus d'épaisseur à la plaque de zinc, qui s'use plus vite que l'autre. Mais cette forme de la pile voltaïque, à laquelle elle doit son nom, présente un grand inconvénient : le poids des couples, comprimant les disques intermédiaires, en fait sortir le liquide; ce qui, d'une part, diminue la conductibilité intérieure, et de l'autre établit souvent une communication extérieure entre des couples éloignés, deux circonstances qui diminuent beaucoup, et peuvent même annuler les effets de la pile.

Pile à couronnes et à tasses. 783. On a alors imaginé une forme nouvelle, à laquelle on a donné le nom de pile à couronnes et à tasses. Dans cet appareil chaque couple se compose de deux lames de zinc et cuivre soudées bout à bout. Fig. 386. et recourbées de manière à former un arc métallique; des vases de verre, contenant une dissolution saline ou acide, sont successivement réunis par des arcs métalliques semblables et semblablement placés. dont les extrémités plongent dans les masses liquides, mais sans que les deux extrémités, l'une cuivre et l'autre zinc, des deux axes consécutifs qui plongent dans le même vase, viennent à se toucher. Dans ce système chaque arc métallique remplace l'élément de la pile précédente, et le liquide de chaque tasse le disque de carton ou de drap mouillé. Mais l'intervalle compris entre deux éléments consécutifs, et qu'occupe le liquide, est trop considérable pour que sa conductibilité soit suffisante : il en résulte que ce genre de pile a peu d'énergie. elle est d'ailleurs d'une forme très-incommode.

Pile à auges. 784. La pile à auges fut imaginée plus tard. Ce nouvel appareil consiste dans une caisse en bois, divisée en compartiments ou cases Fig. 387. par des cloisons composées chacune d'un couple de deux plaques cuivre et zinc soudées ensemble, qui s'engage dans une rainure pratiquée sur les parois de la caisse, contre lesquelles il est ensuite mastiqué. Les cases sont remplies d'une dissolution saline, ou d'un liquide acidulé. Deux fils métalliques plongés dans les cases extrêmes, se chargent à leurs bouts libres d'électricités contraires, que l'action de l'appareil accumule aux extrémités de la caisse. Ce sont ces bouts que l'on désigne par le nom de pôles de la pile, ou de *réophores*, et qui, étant fi-

cilement transportables, rendent la pile à auges d'un usage fort commode.

Pour mettre en activité cet appareil, ou pour suspendre son action, il suffit d'y verser le liquide conducteur, ou de l'en rejeter; opérations qui sont faciles et promptes. Ici les actions chimiques suffisent pour décaper les métaux, tandis que dans la première pile décrite, composée de couples superposés, les oxydes formés restent à la surface des métaux, et l'on est obligé de les en détacher. On peut composer la pile à auges de plusieurs caisses semblables, que l'on réunit par des lames métalliques, plongeant dans les cases extrêmes. Malgré tous ces avantages, la pile à auges a un inconvénient : les caisses se déjettent et laissent échapper le liquide.

Pile de Wollaston.

785. La forme de pile la plus avantageuse dans bien des circonstances est celle connue sous le nom de pile de Wollaston. Les plaques sont montées sur une traverse en bois, et peuvent être plongées immédiatement dans une série de vases en verre séparés, correspondant chacun à un couple de plaques, et qui contiennent le liquide acide. Le couple de plaques qui plonge dans un même vase se compose du cuivre d'un des éléments, et du zinc de l'élément suivant : ces deux métaux doivent être contournés de manière à ne pas se toucher. Au moyen de cette disposition on peut faire commencer ou cesser l'action de la pile, en baissant ou soulevant la traverse en bois, et expérimenter au moment même où l'action commence : ce qui est très-important, car c'est alors que la pile agit avec plus d'énergie; on peut aussi exciter cette action en employant un liquide plus fortement acidulé, sans craindre que les métaux se détériorent, puisqu'on peut la suspendre à volonté. FIG. 388.

Wollaston a imaginé de recourber dans chaque couple la plaque de cuivre autour de la plaque de zinc, et de doubler ainsi la surface par laquelle elle doit recevoir l'électricité développée par l'action chimique. L'expérience a prouvé que cette disposition rendait plus énergique l'action de l'appareil; ce qui tient à ce que l'électricité à faible tension, comme celle qui se développe dans la pile, ne passe pas sans résistance dans les métaux. Cette résistance est moindre pour les métaux facilement attaquables par les acides que pour ceux qui le sont peu ou point : or, le zinc étant fortement attaqué, tandis que le cuivre ne l'est pas ordinairement, il est nécessaire d'augmenter la surface de ce dernier métal, pour qu'il puisse livrer passage à la même quantité d'électricité que le premier. Cependant, cet avantage cesserait d'exister si l'électricité développée dans la pile avait une grande énergie : car la différence des résistances offertes au passage des fluides électriques, par une même surface de cuivre et de zinc, diminue lorsque les tensions de ces fluides augmentent.

Pile en hélice. 786. Enfin, il y a encore une forme de pile très-simple et des plus économiques, que l'on emploie pour produire des phénomènes qui exigent, non une grande tension, mais une grande masse d'électricité en mouvement. Elle se compose de deux lames de cuivre et de zinc parallèles, dont l'ensemble est contourné en forme de spirale, mais qui ne se touchent nulle part ; les spires sont séparées par un tissu d'osier qui les maintient à un petit intervalle ; au milieu se trouve un noyau en bois auquel tout l'appareil est fixé, et qui sert à le soulever. En le plongeant dans un baquet contenant un liquide acide, on a ainsi de très-grandes surfaces en contact avec le liquide. On recuit ordinairement les extrémités des lames en fils métalliques. Cet appareil est une pile d'un seul élément, mais il y a des cas où ce seul élément est préférable à une pile multiple.

Effets de la pile voltaïque. 787. Après avoir décrit toutes les formes de piles en usage, il convient d'indiquer quelques-uns des phénomènes que l'on peut faire naître avec ce genre d'appareil. Ces phénomènes peuvent être rangés en trois classes distinctes : les effets physiologiques, physiques et chimiques. On ne peut ici que parcourir rapidement ces divers effets, et se borner à en citer quelques exemples : leur étude complète exige la connaissance des lois qui régissent le développement et le mouvement de l'électricité dans la pile voltaïque, d'après les actions chimiques exercées entre les métaux et les liquides qui la composent; et ces lois ne seront exposées qu'après avoir décrit plusieurs instruments, dont l'explication ne pourrait être comprise maintenant.

En général, les effets de la pile sont dus au passage continu de l'électricité, ou à des courants électriques, qui s'établissent lorsque les deux extrémités de l'appareil sont mises en communication par un corps suffisamment conducteur ; ou quand les deux réophores sont assez rapprochés pour que les électricités contraires, qui s'y portent sans cesse, puissent se réunir en franchissant l'intervalle qui les sépare. On conçoit que dans une pile dont les extrémités sont ainsi en communication constante, l'équilibre électrique est impossible ; car d'une part les forces électro-motrices de l'appareil, ou mieux les actions chimiques qui s'y passent, tendent toujours à accumuler vers les extrémités des fluides contraires ; et de l'autre part, le conducteur interpolaire réunit incessamment les électricités accumulées. Les deux fluides sont donc toujours en mouvement dans la pile fermée par un conducteur qui réunit ses pôles : le fluide positif tourne sans cesse, en marchant de l'extrémité cuivre à l'extrémité zinc dans l'appareil, et de la seconde à la première dans le conducteur ; le fluide négatif tourne aussi, mais en sens inverse.

Voici plusieurs dénominations adoptées, dont il importe de connaître la définition. Le *pôle positif* est l'extrémité, ordinairement terminée par une plaque de zinc, où le fluide positif tend à s'accumuler. Le *pôle négatif* est l'extrémité terminée par une plaque de cuivre, et vers laquelle le fluide négatif est repoussé. Quand les deux pôles de la pile sont réunis par un conducteur, ou par une suite de corps conducteurs, on dit que le *circuit voltaïque* est formé. On désigne l'ensemble des courants électriques qui parcourent ce circuit, par le nom de *courant voltaïque*. Enfin, on est convenu d'indiquer le sens du courant multiple, par celui du fluide positif : ainsi le courant voltaïque va du pôle négatif au positif dans la pile même, et inversement du pôle positif au négatif dans le conducteur interpolaire.

788. La commotion que l'on ressent en touchant avec les deux mains mouillées les extrémités d'une pile isolée, peut être aussi vive et aussi redoutable que celle produite par la décharge d'une batterie électrique. Elle se distingue de celle de la bouteille de Leyde, en ce qu'elle n'est pas ressentie aussi avant dans les bras; elle est d'autant plus intense que la pile est composée d'un plus grand nombre de paires : avec cinquante paires elle s'étend jusque dans la poitrine. En formant une chaîne de plusieurs personnes pour réunir les deux pôles de la pile, la commotion n'est ordinairement sentie que par les personnes les plus voisines de ces pôles. Avec une très-forte pile, la commotion devient insupportable, et même dangereuse. Il est facile de concevoir pourquoi la commotion voltaïque augmente avec le nombre des éléments de la pile : c'est qu'elle dépend de la tension des fluides électriques aux extrémités de l'appareil, et que cette tension augmente avec le nombre des paires. La forme primitive de la pile, celle imaginée par Volta, paraît être celle qui convient le mieux à ce genre de phénomène. Commotion voltaïque.

La commotion voltaïque est évidemment due à la réunion des deux électricités, qui exercent leur tension aux extrémités de l'appareil. C'est une recomposition de fluide naturel, semblable à celle qui s'opère quand on touche les deux garnitures d'une bouteille de Leyde. Mais il y a cette différence, que la décharge de la bouteille de Leyde étant instantanée, la commotion qui s'ensuit l'est pareillement, tandis que la pile se rechargeant rapidement après chaque décharge, est constamment en état de faire éprouver de nouvelles secousses. C'est ce qui donne à la commotion voltaïque une sorte de continuité qui forme son caractère principal.

Ce qui prouve, au reste, l'analogie qui existe entre les deux genres de commotions électriques dont nous venons de parler, c'est la possi-

bilité de charger une bouteille de Leyde avec la pile, en mettant en communication un des pôles avec la garniture intérieure de la bouteille, et l'autre pôle avec le sol et la garniture extérieure. Cette charge est beaucoup plus faible que celle fournie par une machine électrique ordinaire ; mais elle ne dépend pas sensiblement du plus ou du moins de temps pendant lequel la bouteille de Leyde est en communication avec les deux pôles ; elle est en quelque sorte instantanée. La rapidité avec laquelle elle s'opère tient à ce que l'électricité entre en mouvement dans l'appareil, aussitôt que l'équilibre voltaïque est détruit, avec une vitesse comparable à celle de l'électricité libre.

On a fait un grand nombre d'expériences pour constater et étudier les contractions et les mouvements extraordinaires qu'un courant voltaïque fait éprouver aux corps organisés, vivants ou récemment privés de la vie. Mais la plupart de ces effets, et les différences qu'ils présentent, dépendant évidemment de la nature et de la constitution des organes traversés, appartiennent plutôt à la physiologie qu'à la physique. Telle est, par exemple, la loi remarquable qui résulte d'expériences faites par M. Lehot, et des recherches de M. Marianini, savoir : que, quand le courant positif du circuit voltaïque se propage dans les nerfs, en suivant leurs ramifications, il produit une contraction musculaire au moment où il commence, et une *sensation quand* il cesse ; tandis que s'il se propage en sens inverse des ramifications des nerfs, il produit une sensation quand il subsiste, et une contraction au moment de son interruption.

On est parvenu à rappeler à la vie des animaux asphyxiés depuis une demi-heure, au moyen d'un courant voltaïque. En faisant agir ce même courant sur les organes convenables, on a rétabli la respiration et même les fonctions digestives, dans des cadavres récemment suppliciés. Tout indique donc la puissante influence que l'électricité peut avoir sur les différentes parties des corps animés ; mais le peu de succès des nombreux essais faits par les médecins, pour utiliser le galvanisme, fait douter qu'il puisse être réellement efficace dans le traitement d'aucune maladie.

Phénomènes calorifiques et lumineux produits par la pile.

789. Quand on rapproche, presque au contact, les deux réophores, ou les pointes de deux fils métalliques communiquant avec les pôles d'une pile en activité, on aperçoit entre ces pointes des étincelles qui se succèdent rapidement, et même une traînée de lumière continue, qui peut être d'autant plus longue que la pile est plus forte. Si l'on fixe aux réophores deux morceaux de charbon calcinés, et rendus conducteurs par leur immersion à chaud dans un bain de mercure, qu'on les

approche ensuite l'un de l'autre, il se produit aux points de contact une lumière d'un éclat comparable à celui du soleil; ce phénomène a lieu dans le vide, aussi bien que dans l'air ou tout autre gaz. L'un des réophores étant entouré d'une feuille mince de métal, d'argent, par exemple, si l'on promène l'autre réophore sur les bords et les plis de cette feuille, elle brûle ou devient incandescente vers les points touchés; cette combustion ou cette incandescence est accompagnée de jets de lumière qui présentent des couleurs variées.

Un fil métallique, suffisamment mince et court, qui réunit les deux pôles d'une pile, s'échauffe, rougit et quelquefois même se fond ou brûle. Ce qu'il y a de remarquable dans ce phénomène, c'est la prolongation ou la continuité de l'incandescence du fil, quand sa nature, ou l'énergie limitée du courant, ne permet pas la fusion ou la combustion. Cette permanence, qui s'observe tant que la pile est active, a fait renoncer à l'explication que l'on donnait du phénoméne de l'incandescence d'un fil, par la décharge instantanée d'une bouteille de Leyde, ou d'une batterie électrique, et qui consistait à supposer que l'électricité, par un effet analogue à celui d'une forte compression, exprimait instantanément du corps traversé une portion de son calorique.

M. Delarive attribue les effets calorifiques de la pile à la difficulté ou à la résistance qu'éprouve le courant électrique en passant d'un courant à un autre, ou d'une molécule d'un même corps à la suivante. Voici les faits qui rendent cette dépendance très-probable. M. Children, étudiant les différences que des fils métalliques de même longueur et de même diamètre, mais de nature différente, présentaient sous le rapport de leur incandescence, lorsqu'ils étaient traversés par un même courant voltaïque, reconnut que, lorsqu'on faisait passer ce courant par une suite de fils métalliques de même longueur et de même diamètre, attachés ou soudés bout à bout, mais alternativement d'espèces différentes, les fils d'une même nature, de celle la moins conductrice, devenaient incandescents, tandis que les fils de la nature la plus conductrice restaient froids. Si les métaux employés sont le platine et l'argent, ou l'or, ou le cuivre, les fils de platine rougissent, ceux d'argent, d'or ou de cuivre ne s'échauffent pas. Quand ces métaux sont le platine ou le fer, c'est le fer qui rougit, tandis que le platine reste froid. Dans tous les cas ce sont les fils du métal conduisant le moins bien l'électricité, qui entrent en incandescence. Ce rapport inverse entre la conductibilité d'un métal et la propriété de devenir incandescent est un indice favorable à l'opinion précédente.

Il est plus difficile de constater directement le développement de chaleur produit par le passage de l'électricité dans les liquides ; deux

causes tendent à diminuer la quantité de calorique libre apparente : d'une part la grande chaleur spécifique et la masse du liquide employé, de l'autre la production des gaz qui se forment par sa décomposition, et qui doivent absorber nécessairement une grande portion de la chaleur dégagée. Cependant l'élévation de température du liquide est sensible surtout dans les portions voisines des conducteurs; elle est moindre vers le pôle où se dégage le plus grand volume de gaz : ainsi dans la décomposition de l'eau, elle est moindre au pôle négatif où se dégage l'hydrogène, dont le volume est double de celui de l'oxygène, qui peut se dégager au pôle positif (§ 791).

Il y a d'ailleurs plusieurs moyens d'augmenter la chaleur sensible développée par le passage du courant voltaïque au travers d'un liquide. On peut le diviser en plusieurs compartiments, et multiplier ainsi les changements de conducteur; mais il faut employer, pour former les diaphragmes, des membranes minces et non des métaux qui donneraient lieu à des dégagements de gaz. Lorsqu'on fait passer le courant d'une forte pile, d'abord dans un tube de verre plein de liquide, et ensuite dans une mèche de coton imprégnée du même liquide, le tube reste froid, tandis que le liquide de la mèche s'échauffe beaucoup : les fissures du coton produisent ici l'effet des compartiments précédents. Mais le meilleur appareil dont on puisse se servir est une tige de plante aqueuse, qui peut être regardée comme un conducteur liquide, séparé en cellules par des diaphragmes non métalliques; lorsqu'on le place dans le circuit voltaïque, le calorique développé est assez intense pour faire bouillir l'eau de la plante, dans les parties où sont plongés les réophores.

Conditions de la pile pour les effets physiques.

790. Les phénomènes calorifiques dont nous venons de parler se distinguent les uns des autres, en ce sens que s'il faut une pile composée d'éléments peu nombreux, mais à grandes surfaces, pour produire l'incandescence des fils métalliques, il est au contraire essentiel de multiplier davantage les éléments de la pile, pour déterminer l'élévation de température des liquides traversés par le courant, comme pour la combustion d'une feuille mince de métal, et pour le phénomène lumineux observé au contact de deux morceaux de charbon. C'est ainsi qu'une pile de 60 paires, qui produirait ces trois derniers phénomènes, ne rougirait pas le fil de platine le plus mince; tandis que dix paires de la même pile donneraient le dernier effet et pas le premiers. En général les effets calorifiques dus au passage de l'électricité par un conducteur, exigeront dans la pile, pour être rendus sensibles, un petit nombre d'éléments et une plus grande surface, lorsque ce conducteur sera continu et homogène, et au contraire plus d'é-

ments ou une forte tension, lorsque ce conducteur sera hétérogène ou discontinu.

Pour concevoir la cause de cette différence, il faut remarquer d'abord que les fluides électriques, rendus libres par l'action chimique de la pile, ont deux routes à suivre, pour se joindre et recomposer du fluide naturel; ces deux routes sont, d'une part, la série de corps conducteurs qui composent la pile elle-même, et, de l'autre, le conducteur ou le système des conducteurs qui ferme le circuit; si la seconde route offre, par ses alternatives de corps différents, par sa discontinuité ou sa moindre conductibilité, une plus grande résistance que la première, la plus grande partie des électricités développées se recomposeront en suivant cette première route. Voilà ce qui explique la nécessité d'augmenter les éléments, pour échauffer un liquide, rougir une feuille mince de métal, et rendre le charbon lumineux.

Il faut distinguer en outre dans un courant voltaïque l'intensité et la vitesse : l'intensité dépend à la fois de la surface et du nombre des éléments; la vitesse dépend surtout de leur nombre; elle est d'autant moindre que ce nombre est plus considérable, et qu'il y a plus d'alternatives ou de discontinuité dans le circuit. On conçoit, d'après cela, qu'un conducteur aussi parfait qu'un fil métallique, exige, pour devenir incandescent, un courant plus rapide, afin que la plus grande quantité de fluide qui le traverse dans le même sens, compense la faiblesse de la résistance, qui doit être considérée comme la source de la chaleur dégagée. Si la pile est construite de telle manière que le fil ne s'échauffe pas sensiblement, c'est que la vitesse du courant y est sans doute moindre que celle à laquelle les résistances du fil tendraient à réduire tout autre courant. Enfin, si le conducteur est discontinu, ou hétérogène, la diminution de vitesse qu'il occasionne est telle, qu'elle peut être sensible, même sur un courant déjà très-ralenti. Voilà ce qui expliquerait pourquoi une pile d'un grand nombre de paires peut ne pas rougir un fil métallique, quoiqu'elle puisse produire les autres phénomènes calorifiques.

791. Quand on plonge les extrémités libres de deux fils métalliques communiquant avec les deux pôles d'une pile, dans de l'eau qui n'est pas très-pure, on aperçoit des phénomènes qui varient avec la nature des fils métalliques : si l'on emploie l'or ou le platine, métaux qui ne se combinent pas directement avec l'oxygène, on voit des gaz se dégager aux deux pôles, et si l'on recueille ces gaz, en recouvrant d'une cloche pleine d'eau l'extrémité recourbée de chaque fil, on reconnaît que c'est de l'oxygène qui se dégage au pôle positif, de l'hydrogène au pôle négatif, et que les volumes de ces deux gaz sont entre eux comme

Décomposition de l'eau par la pile.

Fig. 339.

1 à 2, c'est-à-dire dans les proportions nécessaires pour former de l'eau. Si les fils sont en cuivre, il y a moins d'oxygène recueilli, au pôle positif, mais le métal s'y oxyde.

Cette action a été attribuée à des attractions et à des répulsions électriques, exercées par les fluides accumulés aux pôles, sur les éléments de l'eau, que l'on a supposés être dans des états électriques permanents et différents, savoir : l'oxygène à l'état négatif, et l'hydrogène à l'état positif. Mais l'eau parfaitement pure et distillée, n'étant pas décomposée par la pile, tandis que l'action commence aussitôt qu'elle cesse d'être pure, l'explication précédente ne saurait être réelle; d'ailleurs, si elle était vraie, les forces attractives et répulsives, dont elle suppose l'existence, devraient augmenter et produire des effets plus marqués, quand on interposerait entre les pôles un corps mauvais conducteur, qui empêcherait la réunion des deux électricités accumulées à ces pôles; mais au contraire l'addition d'une petite quantité d'acide, qui augmente la conductibilité de l'eau, rend sa décomposition plus rapide. Il suit évidemment de là que le *mouvement* même de l'électricité, à travers le corps à décomposer, est essentiel à la production du phénomène, puisque la *conductibilité* de ce corps est une condition indispensable. Ainsi, l'hypothèse des attractions et des répulsions électriques, exercées par les fluides accumulés aux pôles, est insuffisante pour expliquer les *décompositions* chimiques de la pile.

Admettons cependant cette hypothèse comme un moyen de coordonner les faits. Les actions des pôles, sur une série de molécules d'eau, formant une ligne terminée à ces pôles, auront pour effet de faire diriger vers le pôle positif les atomes d'oxygène qui sont chargés d'une quantité permanente d'électricité négative, et vers le pôle négatif les atomes d'hydrogène toujours électrisés positivement; dans leur trajet les atomes d'oxygène rencontrant des atomes d'hydrogène qui se meuvent en sens contraire, formeront avec eux des molécules d'eau; il n'y aura qu'aux extrémités de la ligne, ou aux pôles de la pile, que les atomes des composants apparaîtront libres et à l'état de gaz. On expliquerait de cette manière l'absence de toute bulle de gaz entre les deux pôles.

En général, toute combinaison chimique peut être décomposée en éléments plus simples par une pile de force convenable, quand on rend cette combinaison assez conductrice de l'électricité, soit par la fusion à l'aide de la chaleur, soit par sa dissolution dans l'eau. Si l'on parvient à éloigner toute matière susceptible de se combiner chimiquement avec les éléments formés, on peut les recueillir séparés,

mais le plus souvent ils entrent dans de nouvelles combinaisons avec les différentes substances qu'ils rencontrent, soit entre les pôles, soit aux pôles mêmes. Les effets qui viennent d'être décrits suffisent pour donner une première idée de la puissance de l'appareil voltaïque, et de l'utilité qu'il peut offrir dans l'étude de la chimie.

792. Pour achever de décrire sommairement les appareils voltaïques, il nous reste à parler des piles sèches, ou dans lesquelles le liquide conducteur est remplacé par une substance sèche quoique hygrométrique, ou par un corps gras. Ce genre de pile est remarquable par la durée de son action, et par la lenteur du mouvement de l'électricité dans son intérieur. Ordinairement les couples sont composés de deux feuilles aussi minces que possible de zinc et de cuivre, entre lesquelles on met un disque de papier imbibé d'huile, ou bien simplement d'une feuille argentée d'un côté, et de l'autre saupoudrée d'oxyde de manganèse qui agit comme le cuivre; on réunit plusieurs milliers de couples semblables, que l'on superpose en les plaçant toujours dans le même sens; le tout est entouré d'un tube de verre, et garanti de l'humidité de l'air par une couche de gomme laque ou de résine. Souvent cette pile est divisée en deux parties que l'on place verticalement, en sens inverse l'une de l'autre, sur une même plaque métallique, afin d'avoir les deux pôles à la même hauteur. Des piles sèches.

Avec une pile sèche, il faut plusieurs minutes pour charger le condensateur; ainsi le mouvement de l'électricité y est très-lent, mais la tension est beaucoup plus forte que dans les autres piles ordinaires de même dimension, à cause du grand nombre des éléments et de la difficulté qu'ils offrent au passage de l'électricité. On a cru que cette pile pouvait agir perpétuellement, parce qu'on ne voit pas, au premier abord, d'action chimique qui puisse détruire le système, ou oxyder les métaux employés; mais on a reconnu ensuite qu'au bout de quelques années, tout signe d'électricité disparaît. Dans les derniers temps, où cette action s'affaiblit, on peut encore lui rendre une portion de son énergie primitive, en exposant la pile à une forte chaleur.

On a imaginé de suspendre sur un pivot, placé au milieu des deux moitiés d'une pile sèche, une aiguille horizontale de gomme laque, très-légère, pouvant tourner sur ce pivot, et terminée de chaque côté par de petits disques en feuilles d'or. Il y a alors une attraction exercée par chacun des pôles de la pile, sur l'extrémité de l'aiguille la plus voisine; lorsque le mouvement est imprimé, l'aiguille continue à tourner; ses extrémités chargées d'électricités contraires, par leur contact récent avec les deux pôles de la pile sèche, sont attirées et repoussées par ces pôles; de nouveaux contacts ont lieu; les feuilles Fig 390.

se chargent d'électricités contraires à celles qu'elles possédaient avant les derniers contacts ; de nouvelles attractions et répulsions s'ensuivent, en sens inverse des premières, et l'aiguille continue son mouvement de rotation. On a cru trouver dans ce système le mouvement perpétuel ; mais au bout de plusieurs années la pile cesse d'agir. Il arrive souvent que l'aiguille s'arrête lorsque l'air environnant est très-humide, ce qui tient à ce que la pile se décharge en partie par l'air, et que la tension conservée n'est plus suffisante pour vaincre l'inertie et les résistances qui s'opposent à la rotation de l'aiguille ; lorsque l'air devient plus sec, le mouvement recommence.

Électromètre à pile sèche.

Fig. 391.

793. M. Bohnenberger a utilisé les piles sèches, dans la construction d'un électromètre condensateur d'une grande sensibilité. Dans cet instrument, la double paille ou la double feuille d'or des électromètres condensateurs ordinaires est remplacée par une simple feuille d'or, suspendue à égale distance de deux lames métalliques verticales communiquant avec les deux pôles d'une pile sèche, et qui sont alors constamment l'une à l'état positif, l'autre à l'état négatif. Lorsqu'on fait usage de cet électromètre, et que la feuille d'or se trouve chargée à son extrémité inférieure d'électricité libre, elle est attirée par un pôle, repoussée par l'autre, et vient toucher le premier ; on peut facilement conclure du pôle touché, la nature de l'électricité libre que cette feuille d'or possédait. La trop grande sensibilité de cet instrument nuit souvent à son emploi, et jette même des doutes sur ses indications ; le moindre frottement exercé par mégarde sur un plateau du condensateur, la plus petite différence des distances qui séparent la feuille d'or des deux pôles, suffisent pour compliquer l'épreuve de circonstances étrangères qui peuvent dénaturer tout à fait les résultats que l'on devrait obtenir.

QUARANTE-SEPTIÈME LEÇON.

Électro-magnétisme. — Lois de l'action des courants voltaïques sur les aimants. Mouvements de rotation et de translation dus à cette action. — Du galvanomètre. — Aimantation produite par les courants électriques. — Courants électriques produits par les aimants. Phénomènes électriques produits par les aimants. — Magnétisme en mouvement.

794. Lorsqu'une pile en activité est fermée par une suite de corps conducteurs qui réunissent ses pôles, tout signe d'électricité libre disparait, il n'y a plus de fluide à l'état de tension ; le courant qui parcourt le circuit voltaïque produit alors des phénomènes d'un autre ordre, tels que l'incandescence des fils métalliques qui le conduisent, l'échauffement des liquides qu'il traverse, ou leur décomposition chimique. L'existence de ce courant est en outre manifestée à l'extérieur par l'action qu'il exerce sur l'aiguille aimantée. C'est cette action, découverte par M. OErstedt, en 1819, dont il s'agit d'étudier les lois. On se sert à cet effet d'un fil métallique très-long, et d'un diamètre assez fort pour que le courant électrique, qui doit le parcourir, ne puisse produire sur lui qu'un échauffement peu sensible ; ses extrémités sont mises en communication avec les deux pôles d'une pile en activité ; on le contourne à la main, pour le disposer en ligne droite sur une assez grande longueur, et c'est cette partie rectiligne du courant voltaïque que l'on approche de l'aiguille aimantée. Pour indiquer facilement les déviations produites, on imagine un observateur tourné vers l'aiguille, et couché sur le conducteur, de telle manière que le courant d'électricité positive soit dirigé de ses pieds à sa tête : la droite et la gauche de cet observateur, ainsi placé, sont appelées la droite et la gauche du courant voltaïque.

Déviation de l'aiguille aimantée produite par un courant voltaïque.

Si l'on présente le courant rectiligne, horizontalement et dans la direction du méridien magnétique, au-dessus de l'aiguille aimantée mobile sur un pivot, elle est déviée, et son pôle austral marche vers la gauche du courant. Si l'on place le fil conducteur au-dessous de la même aiguille, elle est déviée en sens contraire, son pôle austral marchant toujours vers la gauche. Ces déviations augmentent à me-

sure que le conducteur se rapproche de l'aiguille; elles sont d'autant plus considérables, à distances égales, que la pile est plus forte, ou que le courant est plus énergique. Pour un courant très-puissant, l'aiguille se place à très-peu près perpendiculairement au conducteur. Lorsqu'on présente le fil métallique à l'aiguille, dans le plan horizontal qui la contient, on remarque qu'un de ses pôles s'abaisse, et que l'autre se relève, toujours de telle manière que le pôle austral tende vers la gauche du courant; mais le mode de suspension s'oppose à ce que ces mouvements soient très-prononcés.

Quand on se sert d'une aiguille aimantée, mobile autour d'un axe dirigé dans le sens de l'inclinaison magnétique, et qui ne peut prendre conséquemment aucune direction fixe par la seule action du globe, cette aiguille se place toujours perpendiculairement au courant rectiligne, présenté dans une direction quelconque parallèle au plan de mouvement. On peut encore annuler l'action de la terre sur une petite aiguille aimantée, en plaçant à une certaine distance un gros aimant horizontal dans la direction du méridien maguétique; si l'on présente un courant horizontal, au-dessus ou au-dessous de cette aiguille astatique, elle seplace encore perpendiculairement au conducteur.

Toutes ces expériences indiquent que l'action du courant peut être considérée comme se réduisant à deux forces, appliquées aux deux pôles de l'aimant, d'intensités variables avec la distance, de directions opposées, perpendiculaires aux plans menés par le conducteur rectiligne et par chaque pôle. En sorte que si l'aimant était très-petit, relativement à la distance qui le sépare du courant, ces forces composeraient un couple, qui tendrait à placer l'aiguille dans une position fixe, normale au plan mené par son centre et par le conducteur. Dans tous lescas les forces dont il s'agit tendent à placer l'aiguille dans un plan perpendiculaire au courant, et toujours de telle manière que le pôle austral soit à sa gauche.

Dans le circuit voltaïque, la pile elle-même agit sur l'aiguille aimantée, de la même manière que le conducteur interpolaire; mais les déviations ont alors lieu en sens inverse, parce que si le courant positif va dans le conducteur du pôle zinc au pôle cuivre, il marche au contraire dans la pile du pôle cuivre au pôle zinc. Si l'on place une pile à auges suivant le méridien magnétique, et au-dessus d'elle une aiguille aimantée, celle-ci reste dans sa position habituelle tant que les deux pôles de la pile ne sont pas réunis; mais si l'on réunit les pôles par un fil métallique, l'aiguille est déviée dans le sens prévu. La déviation est d'autant plus grande que la pile est plus forte, et peut ainsi servir à en mesurer l'énergie.

795. MM. Biot et Savart ont entrepris une série d'expériences, ayant pour but de trouver la loi que suit l'action d'un courant sur un petit aimant, à mesure que la distance qui les sépare augmente. Ils se sont servis à cet effet d'un conducteur rectiligne vertical de dix pieds de longueur, afin que l'action des parties de ce conducteur, recourbées vers la pile, fussent assez éloignées pour que leur action pût être négligée. Ils ont employé un aimant prismatique très-court, suspendu horizontalement à un fil de soie sans torsion, au milieu d'une cage de verre, et qui était rendu *astatique*, ou indifférent à l'action du globe, par un fort barreau aimanté horizontal, placé à une certaine distance et dans une position convenable.

Loi de l'action d'un courant sur un aimant.

Fig. 392.

L'aimant mobile étant disposé près du courant, à une distance que l'on pouvait faire varier en éloignant plus ou moins le conducteur, il s'arrêtait alors dans une direction perpendiculaire à la plus courte distance du centre de l'aimant au conducteur. On l'écartait un peu de cette position d'équilibre, en approchant un morceau de fer doux, que l'on éloignait ensuite; on comptait le nombre des oscillations que l'aimant faisait dans un temps donné, lorsque leurs amplitudes étaient assez diminuées pour qu'on pût leur appliquer la formule du pendule. La comparaison des carrés des nombres d'oscillations, faites dans le même temps à des distances différentes, a démontré que la force directrice de l'aimant, due à l'influence du courant, variait en raison inverse de la simple distance. En substituant au conducteur rectiligne un autre conducteur plié en angle, et plaçant le centre de l'aimant dans son plan, en dehors, et sur la ligne horizontale qui partageait l'angle en deux parties égales, M. Biot a reconnu que la force directrice due au courant variait encore en raison inverse de la distance de l'aimant au sommet de l'angle, et en outre proportionnellement à la tangente de la moitié de l'inclinaison du courant à l'horizon.

Fig. 393.

La pile ne pouvant pas conserver la même énergie, pendant tout le temps nécessaire à des expériences de cette nature, il fallait employer un moyen de correction, analogue à celui que nous avons indiqué, pour la recherche des lois que suivent les forces répulsives et attractives de l'électricité ordinaire. A cet effet, MM. Biot et Savart intercalaient toujours, entre deux observations quelconques faites à des distances différentes, une observation faite à une distance normale D, et ils comparaient chaque nouvelle observation à la moyenne des deux résultats obtenus à la distance D, avant et après cette observation.

Laplace, en appliquant le calcul aux lois découvertes par MM. Biot et Savart, a conclu que l'action exercée par un élément linéaire d'un

courant voltaïque sur une particule magnétique, varie en raison inverse du carré de la distance, et proportionnellement au sinus de l'angle que fait avec la direction du courant, la ligne qui joint les centres de l'élément et de la particule. Cette action élémentaire était importante à connaître, pour analyser avec précision les effets d'un conducteur de forme quelconque sur un aimant. On peut vérifier la réalité de la loi trouvée par Laplace, en prouvant qu'elle conduit aux lois précédentes, relatives à l'influence d'un courant rectiligne, ou plié en angle.

Soient à cet effet, COC' le conducteur plié dont les deux côtés font avec l'horizon l'angle α; A le centre de la particule magnétique;
FIG 394. $\overline{AO} = a$ la distance qui sépare ce centre du sommet O; $\overline{AC} = r$ la distance variable du centre A de la particule magnétique, au milieu C d'une portion élémentaire ds du courant $\overline{CO}$; l'angle $ACO = \omega$; $AB = a \sin \alpha = r \sin \omega$, la perpendiculaire abaissée de A sur CO; enfin μ un coefficient constant. L'action élémentaire de ds sur la particule magnétique aura pour expression, d'après la loi supposée, $\frac{\mu \sin \omega\, ds}{r^2}$. Or, on a $r = \frac{a \sin \alpha}{\sin \omega}$, $BC = a \sin \alpha \cot \omega$; d'où $ds = \frac{a \sin \alpha\, d\omega}{\sin^2 \omega}$, et par suite, $\frac{\mu \sin \omega\, ds}{r^2} = \frac{\mu \sin \omega\, d\omega}{a \sin \alpha}$; si l'on intègre cette dernière expression par rapport à ω, depuis $\omega = \alpha$ jusqu'à $\omega = 0$, on aura pour l'action du côté OC du conducteur, sur la particule magnétique : $\frac{\mu\,(1 - \cos \alpha)}{a \sin \alpha}$; et par suite $\frac{2\mu\,(1 - \cos \alpha)}{a \sin \alpha}$, ou $\frac{2\mu}{a} \tang \frac{1}{2}\alpha$, pour l'action totale du courant; ce qui donne les deux lois trouvées par MM. Biot et Savart, la première se déduisant de la seconde plus générale, en supposant droit l'angle α.

Un morceau de fer doux non aimanté et dans lequel les fluides magnétiques sont réunis, reste indifférent à l'action d'un courant voltaïque à toute distance. On doit conclure de là, que la loi qui régit les actions d'un courant sur les fluides magnétiques, lorsque la distance varie, est la même pour les deux fluides; que conséquemment les lois observées par M. Biot, et la loi élémentaire qui en résulte, ont lieu séparément pour chaque pôle des aimants éprouvés, ou plus généralement, pour tout point d'un corps susceptible d'aimantation, dans lequel les deux fluides magnétiques ne sont pas en quantités égales.

Un aimant mobile, en présence d'un conducteur rectiligne indéfini, se plaçant dans une position perpendiculaire à la direction du courant, comme s'il était sollicité par un couple de deux forces directrices ap-

pliquées en ses pôles, et qui eussent la direction que la ligne de ces mêmes pôles tend à prendre, on doit en conclure que si l'aimant était fixe et le conducteur mobile, ce dernier viendrait se placer perpendiculairement à l'axe de l'aimant ; car dans cette influence mutuelle la réaction doit être égale à l'action. Cette conclusion est d'ailleurs vérifiée par l'expérience.

Rotation d'un courant par l'action d'un aimant.

796. M. Faraday eut le premier l'idée de faire produire un mouvement de rotation continu par l'action mutuelle des aimants et des courants voltaïques. L'appareil qu'il employa à cet effet, peu de temps après la découverte des premiers faits de l'électro-magnétisme, revient à peu près au suivant : un plateau circulaire de zinc *zz*, bordé par une couronne *xx*, est percé vers son centre d'une ouverture pareillement bordée d'une couronne cylindrique *yy*. Ce dernier bord supporte une tige de cuivre *cc'*, terminée par une petite cuvette *c'*, dans laquelle on verse une goutte de mercure. De l'acide sulfurique étendu d'eau est versé sur le plateau de zinc, entre les deux cylindres *xx*, *yy*. Enfin une pointe métallique *p* appuyée sur le fond de la cuvette *c'*, supporte un petit équipage, composé de deux fils de cuivre verticaux *tt*, *t't'*, soudés vers le bas à un anneau de cuivre *ss*, qu'ils maintiennent au milieu du liquide acide. Fig. 395.

L'action de l'acide sur le zinc donne lieu à une décomposition du fluide naturel; l'électricité positive se porte sur l'acide, se transmet par l'anneau de cuivre *ss* aux fils verticaux *tt*, *t't'*, et par la pointe *p* et le mercure de la cuvette *c'*, à la tige *c'c*, pour aller rejoindre l'électricité négative qui tend à s'accumuler sur le plateau de zinc. Il en résulte donc un courant voltaïque ascendant dans les deux branches verticales *tt*, *t't'*. Dans ces circonstances, si l'on présente le pôle d'un aimant dans l'intérieur du cylindre *yy*, on voit l'équipage prendre un mouvement de rotation continu autour de la verticale *c'c*; si l'on retourne l'aimant, en présentant son autre pôle, il y a encore un mouvement de rotation, mais en sens contraire du premier.

Rotation d'un aimant par l'action d'un courant.

797. M. Ampère est parvenu à produire l'expérience inverse, de la rotation d'un aimant sous l'influence d'un courant fixe. On se sert pour cela d'un large tube en verre rempli de mercure, dans lequel on fait flotter un aimant cylindrique, en le maintenant vertical au moyen d'un contre-poids de platine de même forme cylindrique que l'aimant, et qui est vissé au-dessous de lui. La base supérieure de l'aimant présente une cavité dans laquelle on verse un peu de mercure, et où l'on plonge la pointe d'un fil vertical communiquant avec un des pôles de la pile; un cercle de cuivre qui plonge dans le mercure du tube de verre, communique par un conducteur convenable avec l'autre pôle de la Fig. 396.

pile. Il résulte de cette disposition un courant voltaïque qui passe du cercle du cuivre au mercure du tube de verre, à l'aimant, à la cuvette qu'il supporte, et enfin au fil qui y plonge. On remarque alors que l'aimant tourne autour de son axe. Ce mouvement de rotation change de sens, soit lorsqu'on retourne l'aimant en conservant la même direction au courant, soit en renversant ce courant, et laissant l'aimant dans la même position.

Explication des mouvements de rotation précédents.

798. Pour expliquer ces mouvements de rotation, il suffit de partir de la loi élémentaire que nous avons énoncée, et qui est une conséquence rigoureuse des lois découvertes par MM. Biot et Savart. D'après cette loi générale, l'action d'un élément de courant ds, sur une particule magnétique, ou sur le pôle d'un aimant, est exprimée par la fraction : $\frac{\mu \sin \omega . ds}{r^2}$; μ étant un coefficient constant pour le même aimant et pour un courant de même intensité; ω l'angle que fait avec le courant la ligne qui joint le pôle influent et le milieu de l'élément; enfin r la longueur de cette dernière ligne. On sait de plus que cette force est perpendiculaire au plan mené par l'élément linéaire ds, et par le centre de l'action magnétique. Si l'on considère le même courant ds, et le second pôle de l'aimant, leur action mutuelle est encore représentée par la même fraction, mais affectée d'un signe contraire à celui qu'elle avait dans le premier cas.

Fig. 397.

Cela posé, soient P et P' les deux pôles d'un aimant, mm' l'élément ds du courant, O le milieu de cet élément. En considérant d'abord l'action du pôle P, on aura $\overline{PO}=r$, $POm=\omega$. Si l'on désigne par du le double de l'aire du triangle mPm', on aura : $du = r \sin \omega \, ds$, et l'expression de l'action du pôle P sur le courant $\overline{mm'} = ds$ pourra se mettre sous la forme $\frac{\mu du}{r^3}$. Cette force s'exerce suivant OV, perpendiculaire au plan mPm'; pour avoir le moment de la rotation qu'elle tend à imprimer au courant, autour de l'axe PP', il faut projeter cette force sur une perpendiculaire OK au plan POP', et multiplier cette composante par la distance du point O à l'axe PP'. La composante dont il s'agit aura pour expression : $\frac{\mu \, du \cos \varepsilon}{r^3}$, si ε représente l'angle VOK, ou celui formé par les deux plans mPm', POP'; or $du \cos \varepsilon$ représente évidemment la projection de l'aire du sur le plan POP', elle peut donc être exprimée par $r^2 \, d\theta$, en désignant par θ l'angle que OP fait avec le prolongement de PP'; et comme alors $r \sin \theta$ représente la longueur de la perpendiculaire abaissée de O sur PP', on aura $\mu \sin \theta \, d\theta$, pour le moment de rotation cherché. De même, en désignant par θ' l'angle OP'P.

le moment de rotation provenant de l'action du pôle P′ sur l'élément de courant ds, aura pour expression $\mu \sin \theta' d\theta'$.

Ainsi, le moment total de la rotation que l'action des deux pôles P et P′, sur l'élément mm', tend à imprimer à ce courant autour de PP′, sera $\mu\,(\sin\theta\, d\theta - \sin\theta'\, d\theta')$. L'action étant égale et contraire à la réaction, on aurait aussi pour le moment de la rotation que le courant ds tendrait à imprimer à l'aimant, autour d'une parallèle à PP′ menée par le point O, $\mu\,(\sin\theta\, d\theta - \sin\theta'\, d\theta')$. Si l'on veut avoir le moment total de la rotation qu'un aimant tend à imprimer à une portion finie de courant, telle que CTC′, il faudra intégrer la différentielle $\mu\,(\sin\theta\, d\theta - \sin\theta' d\theta')$, depuis les valeurs θ_1 et θ'_1 de θ et θ' correspondantes au point C, jusqu'aux valeurs θ_2 et θ'_2, de ces mêmes variables correspondantes au point C′; ce qui donnera $\mu\,(\cos\theta_1 - \cos\theta_2 - \cos\theta'_1 + \cos\theta'_2)$ pour le moment de rotation cherché. Fig. 398.

On voit que ce moment ne dépend que des angles formés, avec l'axe de l'aimant, par les lignes qui joignent ses pôles aux extrémités du courant, qu'il est conséquemment indépendant de la forme de la courbe que suit le courant de C′ en C; en sorte que si le courant était fermé par une autre courbe C′T′C, le moment de rotation imprimé à cette nouvelle portion finie du conducteur serait égal à l'expression précédente, mais prise en signe contraire, puisque le courant y suivrait une marche inverse. Il suit de là qu'un aimant fixe ne peut faire tourner un courant fermé de forme invariable, et réciproquement, qu'un courant fermé ne saurait faire tourner un aimant. Le moment de la rotation que l'aimant tend à imprimer autour de son axe, à la portion finie de courant CTC′ devient encore nul, lorsque les extrémités de courant C et C′ sont sur l'axe lui-même et au delà des deux pôles; car alors on a $\cos\theta_1 = \cos\theta'_1 = 1$, $\cos\theta_2 = \cos\theta'_2 = -1$. Ainsi, dans ce cas il ne peut y avoir de mouvement de rotation. Ce mouvement serait encore nul, si les deux extrémités C et C′ étaient encore situées sur l'axe, et toutes les deux entre les pôles. Mais si une seule des extrémités du courant est sur l'axe, ou qu'étant toutes les deux sur ce même axe, une seule soit située entre les deux pôles, la valeur précédente du moment de rotation n'étant pas nulle, le circuit tendra à tourner autour de l'axe de l'aimant. Fig. 399.

Dans l'expérience citée plus haut, imaginée par M. Faraday, chaque portion de courant, stp ou $s't'p'$, peut être regardée comme une portion finie de conducteur de forme invariable, dont une des extrémités est seule sur l'axe de rotation, et il est facile de voir que les actions de l'aimant sur les courants qui suivent ces deux conducteurs concourent à imprimer, à l'équipage mobile, un mouvement de rotation dans le

même sens. Dans l'expérience de M. Ampère, il faut regarder l'aimant comme un faisceau d'aimants de même longueur, très-déliés, ayant chacun deux pôles. Un seul de ces aimants partiels est dans l'axe de rotation, les autres sont hors de cet axe, et peuvent conséquemment obéir à la réaction produite par l'influence d'un conducteur fixe convenablement disposé. Ici le courant influent est tout le circuit voltaïque; mais une partie de ce courant fermé, celle qui traverse l'aimant, ne pouvant tendre à faire tourner les aimants partiels, lesquels sont invariablement fixés à cette partie du courant, le reste du circuit agit comme un conducteur non fermé pour imprimer à tous les aimants partiels le mouvement de rotation observé.

Autre rotation d'un aimant par l'action d'un courant.

799. M. Faraday a découvert un autre genre de mouvement de rotation, que l'on peut produire avec l'appareil de M. Ampère, servant à faire tourner un aimant sur son axe : pour cela il faut faire plonger dans le mercure du tube de verre, la tige conductrice qu'on faisait aboutir à la cavité supérieure de l'aimant dans l'expérience citée. L'aimant toujours plongé dans le mercure, mais hors du centre de la surface, tourne alors autour de la tige. En changeant la direction du courant, le sens du mouvement de rotation change pareillement. Voici la théorie mathématique de ce phénomène.

Fig. 400.

L'aimant se trouve soumis ici à l'influence de courants fermés; mais le moment total de rotation d'un courant de cette nature étant nul par rapport à l'axe d'un aimant, d'après la théorie *précédente*, il faut en conclure que la résultante des actions d'un courant fermé sur un aimant passe par un point de son axe, et qu'elle peut conséquemment produire un mouvement de translation si l'axe de l'aimant n'est pas fixe. Or, dans l'expérience dont il s'agit, le mouvement de translation, imprimé à l'aimant, change à chaque instant le système de tous les courants fermés qui le sollicitent, puisque cet aimant transporté interrompt plusieurs de ceux qui rayonnent à la surface du mercure, pour en faire renaître d'autres derrière lui; et l'on conçoit que cette variation continuelle doit changer le mouvement de translation en un mouvement de rotation, dans lequel l'aimant vient successivement couper à la même distance du centre tous les rayons de la surface du mercure.

Attraction et répulsion d'un aimant par un courant.

800. On peut prévoir diverses circonstances dans lesquelles un aimant mobile doit paraître attiré ou repoussé par un conducteur fixe, en déterminant la résultante des actions exercées par tous les éléments du courant sur les deux pôles du corps aimanté, chacune de ces actions étant évaluée d'après la loi déduite des expériences de MM. Biot et Savart. Par exemple, on explique facilement de cette manière les

phénomènes curieux d'attraction et de répulsion, observés pour la première fois par M. Boisgiraud. Une aiguille à coudre, suspendue verticalement à un fil, est tantôt attirée, tantôt repoussée, par un courant rectiligne horizontal voisin, suivant la direction et la position de ce courant relativement aux pôles de l'aiguille. Si le conducteur est situé entre les deux plans horizontaux menés par les pôles, il y a toujours attraction ou toujours répulsion, que le pôle austral soit à la gauche ou à la droite du courant. Si le conducteur est successivement élevé au-dessus des deux plans horizontaux menés par les pôles, ou abaissé en-dessous, l'attraction ou la répulsion persiste encore jusqu'à une certaine limite de distance, passé laquelle il y a répulsion ou attraction.

Pour se rendre compte de cette variation, soit AB l'axe de l'aimant; supposons que le pôle austral soit tourné vers le haut, que le plan de la figure soit perpendiculaire au conducteur qui se projette en C; et enfin supposons que le courant parcourt le conducteur de l'avant à l'arrière du plan ABC, en sorte que le pôle A se trouve à la gauche. Prenons AB pour axe des y, et l'horizontale menée par le milieu O de AB pour celui des x. Soient x et y les coordonnées du point C; r, r', les distances $\overline{CA}$, $\overline{CB}$; α, α', les angles CAB, CBA; $2l$ la distance AB. Le courant rectiligne C étant supposé indéfini, toute son action sur le pôle A aura pour expression $\frac{\mu}{r}$; μ étant une constante qui dépend de l'énergie de l'aimant et de l'intensité du courant. Cette action s'exercera suivant AG perpendiculaire à CA; elle pourra être décomposée en deux forces, l'une suivant AY qui tendrait à soulever l'aiguille, l'autre parallèle à OX qui fera marcher cette aiguille vers le conducteur; cette dernière composante aura pour valeur $\left(\frac{\mu}{r}\cos\alpha\right)$. Pareillement l'action du courant C sur le pôle B, exercée suivant BD perpendiculaire à CB, aura pour composante parallèle à OX, $\frac{\mu}{r'}\cos\alpha'$. Fig. 401.

L'aiguille sera donc attirée vers le conducteur par une force unique, appliquée en un certain point de son axe et égale à $\frac{\mu}{r}\cos\alpha+\frac{\mu}{r'}\cos\alpha'$. Cette force, évaluée en coordonnées orthogonales, est $\mu\left(\frac{l-y}{x^2+(l-y)^2}+\frac{l+y}{x^2+(l+y)^2}\right)$ ou plus simplement $\frac{2l\mu}{r^2r'^2}\left(x^2-y^2+l^2\right)$. Tant que la projection C du conducteur sera placée entre les deux branches de l'hyperbole équilatère qui a pour équation $x^2-y^2+l^2=0$, et dont les sommets sont A et B, l'aiguille sera attirée. Mais si C était Fig. 402.

situé dans l'intérieur de l'une des deux branches de cette courbe, le facteur $(x^2-y^2+l^2)$ devenant négatif, l'aiguille serait repoussée. Si le conducteur était porté de l'autre côté de l'aiguille, le pôle austral se trouvant alors à droite du courant, il faudrait changer le signe de μ dans l'expression précédente, il y aurait alors répulsion hors des branches de l'hyperbole, attraction dans chacune d'elles.

Sans rien changer aux positions ni aux directions relatives du courant et de l'aimant dans la figure précédente, supposons que l'aiguille, au lieu d'être suspendue verticalement, flotte sur la surface libre horizontale d'une couche d'eau, il est facile de prévoir le mouvement que le courant tendra à lui imprimer. Actuellement le conducteur C est encore horizontal et le plan de la figure vertical, mais contrairement
Fig. 401. au cas traité précédemment, OX est vertical et OY horizontal. L'aiguille, que nous supposerons dans le plan méridien magnétique, ne pouvant obéir qu'à un mouvement de translation dans le sens de son axe, il faut décomposer suivant OY les forces $\frac{\mu}{r}$ et $\frac{\mu}{r'}$, de directions AG et BD. Il en résultera une action totale pour entraîner l'aimant de O vers A, égale à $\left(\frac{\mu}{r}\sin\alpha - \frac{\mu}{r'}\sin\alpha'\right)$. En coordonnées x et y, cette force a pour expression $\frac{4\mu\, xy}{r^2\, r'^2}$.

Ainsi l'aiguille marchera de O vers A; y diminuera, ainsi que la force qui pousse l'aiguille dans cette direction; cette force sera nulle lorsque le conducteur se trouvera dans le plan vertical mené par OX; elle changera de signe avec y, en sorte que l'aiguille finira par s'arrêter dans une position d'équilibre stable, au-dessous du conducteur. Le mouvement de l'aiguille serait tout différent si le courant avait un sens opposé dans le conducteur; en effet, μ changeant de signe dans l'expression précédente l'aiguille marcherait de O vers B pour y positif, et de O vers A pour y négatif; en sorte que dans les deux cas l'aiguille s'éloignerait du conducteur. Elle ne resterait en repos que si le courant se projetait primitivement sur OX, mais cet équilibre serait évidemment instable.

Tous ces résultats sont vérifiés par l'expérience. Si dans le cas d'une aiguille mobile à la surface de l'eau, le conducteur, au lieu d'être rectiligne, formait un arc contourné verticalement au-dessus et au-dessous de l'aimant, dans un plan perpendiculaire à son axe, il faudrait faire un calcul plus compliqué pour trouver l'expression de la résultante des actions exercées sur l'aiguille par tous les éléments du courant; mais il est évident que les directions des mouvements imprimés

et les positions d'équilibre stable ou instable, devraient être les mêmes que dans les circonstances précédentes.

801. L'action directrice des courants voltaïques sur l'aiguille aimantée a été appliquée, par M. Schweiger, à la construction d'un instrument qui sert à constater l'existence d'un courant, même très-faible, dans un fil métallique, et qui permet en outre d'évaluer l'énergie de ce courant. Cet instrument porte le nom de *galvanomètre* ou de *multiplicateur*. Il se compose d'abord d'un cadre rectangulaire en bois, disposé verticalement dans le méridien magnétique, et de telle manière que ses longs côtés soient horizontaux. Un fil métallique, recouvert de soie, entoure ce cadre par un grand nombre de circonvolutions; il présente à l'extérieur ses deux bouts libres, que l'on peut mettre en contact avec les extrémités de la série de conducteurs dans laquelle on se propose de constater l'existence d'une action électro-motrice. Une aiguille aimantée très-fine, suspendue par un fil de coton, occupe le milieu du cadre; lorsqu'elle n'éprouve d'autre influence que celle du globe, elle se dirige parallèlement aux rectangles formés par le fil.

Galvanomètre.

Fig. 403.

Mais quand le fil est parcouru par un courant électrique, l'aiguille est déviée du méridien magnétique, par les actions concordantes des longs côtés de tous ces rectangles, qui forment autant de conducteurs rectilignes. Il est facile de voir que les courants inférieurs à l'aiguille, quoique dirigés en sens contraire de ceux qui existent au-dessus d'elle, tendent cependant à faire marcher le pôle austral du même côté; en sorte que tous ces courants partiels s'accordent pour augmenter la déviation. Cette déviation, étant d'autant plus grande que le courant éprouvé est plus énergique, peut servir à comparer les forces de plusieurs courants; mais les rapports de ces forces ne peuvent se déduire de ceux des déviations produites, qu'à l'aide d'une table de graduation construite par des procédés que nous indiquerons par la suite.

On dispose ordinairement, dans le galvanomètre, deux aiguilles aimantées, ayant à peu près la même force, traversant parallèlement, et en sens inverse l'une de l'autre, une paille verticale suspendue à un fil de soie sans torsion. L'une de ces aiguilles occupe encore le milieu des rectangles; l'autre est au-dessus du cadre, et éprouve des actions inverses, de la part des courants partiels supérieurs et de ceux inférieurs; mais l'action des premiers l'emporte sur celle des seconds qui sont plus éloignés; et il est facile de comprendre que leur différence tend à faire tourner le système mobile, dans le même sens que les actions exercées sur l'aiguille qui occupe le milieu du cadre. Ainsi l'influence du courant se trouve augmentée par cette disposition. Mais ce qui tend surtout à rendre les déviations plus sensibles, c'est la grande diminution

Fig. 404.

de la résistance opposée par l'action du globe; car les deux aiguilles ayant des moments magnétiques à très-peu près égaux, étant parallèles et dirigées en sens contraires, il n'y a que la faible différence des forces directrices que le globe exerce sur elles, qui tende à les ramener dans le méridien magnétique.

Dans ce nouveau genre de galvanomètre, le plus généralement employé, un disque de carton, gradué vers la circonférence, est fixé entre le cadre et l'aiguille supérieure; une ouverture suffisamment large, pratiquée au centre de ce disque, laisse passer librement la paille suspendue, qui traverse d'ailleurs le bord du rectangle, par une fente ménagée entre les spires que forme le fil métallique. La déviation de l'aiguille extérieure est alors évaluée facilement, sur le limbe gradué que parcourent ses extrémités. Le sens de cette déviation indique en outre celui du courant : il suffit de chercher la position que doit avoir un observateur, couché sur le cadre et regardant l'aiguille, pour que le pôle austral dévié se trouve vers sa gauche; le courant est alors dirigé des pieds à la tête de cet observateur, dans les côtés supérieurs des rectangles formés par le fil; et il est facile de conclure de cette direction trouvée, celle des extrémités du conducteur qui reçoit l'électricité positive.

Courants produits par l'électricité ordinaire.

802. On avait cru que la pile pouvait seule donner lieu à un courant agissant sur l'aiguille aimantée; mais M. Colladon a constaté le premier que l'électricité ordinaire des machines produisait le même phénomène. Il faut pour cela isoler les unes des autres, avec beaucoup de précautions, les différentes parties du fil multiplicateur d'un galvanomètre, que l'on rend très-sensible en portant à 5 ou 600 le nombre des spires formées autour du cadre. Le fil métallique doit être terminé par deux pointes très-fines, que l'on présente à une certaine distance des deux surfaces d'une batterie électrique chargée, ou d'une simple bouteille de Leyde. Si l'on n'a à sa disposition qu'une machine électrique ordinaire, il suffit de présenter l'une des pointes au conducteur, et l'autre au coussin. Dans tous les cas, il faut que les pointes ne soient pas assez voisines des deux sources d'électricités contraires, pour que la décharge s'opère instantanément par le fil du multiplicateur : cette décharge doit s'opérer lentement; il en résulte alors un courant qui fait dévier les aiguilles du galvanomètre.

M. Colladon a aussi employé l'électricité atmosphérique pour obtenir un courant; il se servait alors d'un fil conducteur communiquant avec un paratonnerre, s'enroulant autour d'un galvanomètre, et plongeant ensuite dans le sol. Il vit alors les aiguilles dévier, tantôt dans un sens, tantôt dans l'autre; ce qui tient à ce que, comme nous l'avons

déjà dit, l'électricité atmosphérique passe souvent du positif au négatif. Il est donc bien constaté maintenant que l'électricité ordinaire, celle produite par le frottement, ou celle développée dans l'atmosphère, peut donner lieu aux mêmes phénomènes magnétiques que l'électricité en mouvement dans le circuit voltaïque.

803. L'action qu'un courant voltaïque exerce sur les fluides magnétiques inégalement distribués dans les aimants mobiles, lui donne aussi la propriété de séparer ces fluides dans les corps sensibles au magnétisme. Cette faculté d'aimantation a été reconnue et étudiée par plusieurs physiciens. Peu de temps après la découverte d'OErstedt, Davy remarqua qu'on pouvait aimanter des aiguilles d'acier, en les plaçant perpendiculairement à la direction d'un courant voltaïque; qu'un temps très-court suffisait pour produire cette aimantation; et qu'en renversant la direction du courant, on trouvait les aiguilles aimantées en sens contraire. M. Arago observa que le fil conducteur d'un courant voltaïque agit sur la limaille de fer comme un aimant; que cette limaille y reste attachée, et cela dans toute son étendue, quelque long qu'il soit, tant que le courant voltaïque traverse le fil; mais quand la communication entre les deux pôles de la pile est interrompue, le fil perd cette propriété, et la limaille s'en détache. Aimantation par courants.

Plus tard, MM. Arago et Ampère imaginèrent une disposition qui produit sur un fil d'acier le même effet qu'un aimant: en contournant un fil métallique en hélice, autour d'un tube de verre, et plaçant suivant l'axe de ce tube une tige d'acier légèrement trempée, qui occupe à peu près toute la longueur du tube, cette tige s'aimante lorsqu'on fait passer un courant électrique à travers l'hélice; elle présente deux pôles, placés comme on pourrait le prévoir, en supposant l'observateur couché sur une spire de l'hélice, et regardant le morceau d'acier; le pôle austral se forme à gauche du courant, et le pôle boréal à droite.

La décharge d'une bouteille de Leyde, à travers le fil plié en hélice, suffit encore pour produire ce phénomène d'aimantation. Lorsque le fil métallique qui entoure le tube, après avoir formé une hélice dans un sens, est ensuite contourné de manière à former une hélice contraire, puis une autre semblable à la première, et ainsi de suite, l'influence du courant, ou de la décharge électrique, détermine dans la tige d'acier, autant de points conséquents qu'il y a de changements d'hélices. Ces pôles intermédiaires peuvent être rendus sensibles en promenant la tige, suivant sa longueur, devant l'un des pôles d'une aiguille aimantée.

M. Savary a découvert plusieurs faits importants relativement à ces différents procédés d'aimantation. Ayant placé plusieurs petites ai-

guilles d'acier à des distances différentes d'un conducteur rectiligne, à travers lequel il fit passer la décharge d'une bouteille de Leyde, il remarqua que ces aiguilles, toutes placées perpendiculairement à la direction du courant, ne s'étaient pas aimantées de la même manière. Le magnétisme développé se trouvait être de plus en plus faible dans les aiguilles placées de plus en plus loin du conducteur, puis changeait de sens; c'est-à-dire qu'à une certaine distance, les aiguilles avaient acquis des pôles contraires à ceux manifestés par des aiguilles plus voisines du conducteur, aux extrémités tournées dans le même sens. En continuant à essayer l'état magnétique des aiguilles plus éloignées, M. Savary reconnut jusqu'à cinq alternatives semblables à la précédente. Ce phénomène dépend d'ailleurs d'une multitude de circonstances, telles que le diamètre et la longueur du conducteur, l'intensité de la charge, etc.

M. Savary a trouvé pareillement que l'on pouvait obtenir une disposition inverse dans les pôles d'une aiguille aimantée, par un courant en hélice, en employant une hélice très-longue et une aiguille qui n'occupe qu'une certaine partie de l'axe du tube. En interposant, entre le morceau d'acier et le tube, des corps même non magnétisables, au moment de la décharge on obtient des résultats très-différents: par exemple, si l'aiguille est entourée d'une enveloppe de cuivre suffisamment épaisse, elle reste à l'état naturel. Tous ces faits établissent une analogie remarquable entre la transmission de la vertu magnétique et celle du son et de la lumière, phénomènes qui, comme nous l'avons vu, doivent être attribués à des mouvements vibratoires se propageant dans des fluides.

Aimant de fer doux par l'influence d'un courant.

804. La faculté que possède un courant voltaïque, d'aimanter d'une manière permanente des aiguilles d'acier, malgré leur force coercitive, doit le rendre capable d'aimanter passagèrement le fer pur; et l'on prévoit qu'un morceau de fer doux, influencé par un fil métallique recouvert de soie, formant autour de lui un grand nombre de spires, et traversé par un courant voltaïque, doit présenter toutes les propriétés d'un aimant permanent. L'expérience confirme cette prévision. Si le morceau de fer a la forme d'un aimant en fer à cheval, on peut lui faire supporter une armature et des poids considérables, tant que le conducteur qui l'entoure est traversé par le courant. La charge que le fer doux supporte ainsi, peut même être beaucoup plus forte que celle qui mesurerait l'énergie d'un aimant artificiel de mêmes dimensions, ce qui tient à ce qu'aucune force coercitive ne s'oppose à l'aimantation du fer, et que le développement du magnétisme n'est limité que par l'énergie du courant voltaïque qui l'occasionne.

805. M. Faraday, préoccupé de cette idée, que si l'électricité en mouvement possède la faculté de développer le magnétisme, réciproquement des aimants devaient reproduire tous les phénomènes électriques, fut conduit à chercher si l'influence d'un corps aimanté pouvait faire naître un courant dans un conducteur fermé. Le succès a couronné les travaux de cet ingénieux physicien; ses découvertes ont permis de réaliser les effets inverses dont il soupçonnait l'existence, et d'expliquer en outre plusieurs faits relatifs au magnétisme, connus depuis plusieurs années, mais dont on ignorait la cause. Voici ceux des faits signalés par M. Faraday, qui répondent le plus directement à la question qu'il s'était proposé de résoudre. Courants produits par l'influence des aimants.

Si l'on enveloppe l'armature d'un fort aimant en fer à cheval, par plusieurs spires d'un long fil métallique couvert de soie, qui s'enroule ensuite autour du cadre d'un galvanomètre, et dont les deux bouts libres sont enfin réunis par une soudure, de manière à former un conducteur fermé, on observe deux déviations de l'aiguille du multiplicateur, en sens contraire l'une de l'autre, au moment où l'armature touche l'aimant, et à l'instant où elle le quitte. La première déviation indique dans le fil du galvanomètre un courant opposé à celui qui produirait, dans le fer de l'armature, une polarité semblable à celle qu'il doit à l'influence de l'aimant. Quand l'armature reste en repos, l'aiguille retourne et demeure au zéro de déviation; ce qui indique que le fil métallique n'est alors parcouru par aucun courant.

Une hélice métallique ayant ses extrémités attachées aux deux bouts du fil d'un galvanomètre, suffisamment éloigné, si l'on introduit brusquement dans son intérieur un barreau aimanté, l'aiguille du multiplicateur est déviée, et indique sur l'hélice un courant *inverse*, c'est-à-dire opposé à celui qui eût pu donner à l'aimant la polarité qu'il possède. La déviation de l'aiguille indique, au contraire, un courant *direct*, quand on retire rapidement le barreau. Mais, si l'on continue à le pousser d'un mouvement uniforme dans l'intérieur du tube héliçoïdal, la déviation cesse quand il occupe le milieu du tube, et change de sens lorsqu'il sort par l'autre extrémité. Dans tous les cas, dès qu'on interrompt le mouvement du barreau, l'aiguille du galvanomètre retourne au zéro de déviation.

Il n'est pas indispensable que l'aimant pénètre dans le tube, il suffit de l'approcher ou de l'éloigner brusquement d'une des extrémités de l'hélice, et l'on observe encore un courant, toujours *inverse* dans le premier cas, et *direct* dans le second; toutefois les déviations du galvanomètre sont très-faibles dans ces circonstances. Mais si l'on place dans l'hélice un barreau de fer doux, les mêmes mouvements de l'ai-

mant produisent des déviations beaucoup plus fortes, et font naître conséquemment des courants beaucoup plus intenses. Ce grand accroissement de l'effet produit doit le faire attribuer principalement à l'influence même du fer doux, lorsque son état magnétique augmente ou diminue, par l'influence croissante ou décroissante de l'aimant. Au reste, les mêmes phénomènes ont toujours lieu, de quelque manière que l'on approche ou éloigne l'aimant du barreau entouré par l'hélice, et quelles que soient les formes de l'aimant et du morceau de fer.

Ces diverses expériences conduisent aux deux principes suivants. I. Lorsqu'un aimant s'approche ou s'éloigne d'un conducteur métallique, il détermine dans ce conducteur des courants voltaïques de sens contraires dans les deux cas : quand la distance relative de l'aimant au conducteur diminue, les courants sont *inverses*, c'est-à-dire opposés à ceux qui tendraient à donner à l'aimant la position qu'il occupe; quand la même distance relative augmente, les courants sont *directs*: si cette distance reste constante, tous les courants cessent. II. Un morceau de fer, entouré d'un fil conducteur, détermine des courants dans ce fil, lorsque son état magnétique augmente ou diminue par l'influence croissante ou décroissante d'un aimant qui s'approche ou s'éloigne; quand le magnétisme se développe, le courant du fil est inverse, c'est-à-dire opposé à celui qui pourrait donner au fer la polarité qu'il acquiert par l'influence de l'aimant; quand le magnétisme se perd, le courant est *direct*; enfin si l'état magnétique du fer reste constant, par le repos de l'aimant, tout courant cesse dans le fil conducteur.

De ces deux principes, le second peut être regardé comme une conséquence du premier : car lorsque le magnétisme s'accroît dans le fer doux, c'est comme si l'on formait un faisceau de lames aimantées, en les apportant brusquement une à une dans le voisinage du conducteur, ce qui produirait un courant inverse à chaque lame apportée; et lorsque l'état magnétique décroît, c'est comme si l'on retirait successivement les lames du faisceau magnétique, opération qui produirait un courant direct à chaque lame enlevée. Il suit des faits qui se résument dans les deux principes précédents, que si des courants voltaïques développent le magnétisme, réciproquement des aimants font naître des courants voltaïques. Mais cette réciprocité présente une différence remarquable : l'aimantation par courant a lieu quand le conducteur et le corps influencé sont en repos relatif, ou quand le courant conserve la même intensité; tandis qu'un aimant ne peut faire naître un courant, que s'il est en mouvement par rapport au conducteur, ou si son état magnétique varie.

806. Plusieurs physiciens ont cherché à obtenir des étincelles, entre les deux extrémités, suffisamment rapprochées, d'un fil conducteur en tournant l'armature d'un aimant en fer à cheval, qu'on approchait ou qu'on enlevait brusquement. Nous ne décrirons pas les appareils plus ou moins compliqués à l'aide desquels ils sont parvenus à réaliser ce phénomène ; nous passerons de suite à la description de l'appareil construit par MM. Pixii père et fils, qui permet d'obtenir du courant, imprimé par l'influence d'un aimant, tous les effets connus de l'électricité voltaïque ordinaire. Dans cet appareil, un aimant artificiel ACDB, composé de plusieurs barreaux disposés en fer à cheval, est mobile autour d'un axe vertical XY; ce mouvement est imprimé au moyen d'une manivelle et d'engrenages convenables. Au-dessus de l'aimant se trouve fixé un morceau de fer doux EGHF, pareillement en fer à cheval, lequel est placé de telle manière que les bases E et F soient très-près des extrémités planes A et B de l'aimant, mais sans les toucher, lorsque ce dernier dans son mouvement se trouve directement au-dessous du fer doux. Un même fil de cuivre recouvert de soie, et ayant ses extrémités en P et Q, s'enroule dans le même sens autour des branches verticales EG, HF, du fer doux, où il forme plusieurs milliers de tours.

Phénomènes électriques produits par un aimant.

Fig. 405.

D'après cette disposition, l'influence de l'aimant développe du magnétisme dans le fer doux, mais le sens de l'aimantation se trouve renversé à chaque demi-révolution. L'état magnétique de l'arc en fer varie donc sans cesse ; il a acquis sa plus grande force lorsque les pôles de l'aimant passent immédiatement au-dessous de ses extrémités : cet état décroît par l'éloignement des pôles, devient nul quand les deux arcs sont perpendiculaires entre eux, enfin s'accroît en changeant de sens quand, par suite du mouvement de rotation, les pôles de l'aimant s'approchent respectivement des extrémités opposées à celles qu'ils quittaient au commencement de la demi-révolution. Ainsi, le magnétisme du fer doux oscille constamment entre deux maxima pour lesquels sa polarité est contraire. Le courant que ce changement perpétuel entretient dans le fil conducteur doit donc changer de sens à chaque demi-révolution de l'aimant, ou à chaque passage de ses pôles au-dessous de l'arc en fer.

L'existence du courant électrique dans le fil conducteur, et ses renversements alternatifs, peuvent être constatés par les expériences suivantes. Si l'on attache les extrémités P et Q aux deux bouts du fil d'un galvanomètre, et que, par deux impulsions séparées, on fasse faire successivement à l'aimant deux demi-révolutions dans le même sens, on observe, lors de la seconde impulsion, une déviation de di-

rection contraire à celle observée lors de la première. L'aimant étant constamment en mouvement, si l'on touche un instant, avec les deux extrémités du fil métallique, les plateaux d'un électromètre condensateur, on trouve ensuite cet instrument chargé d'électricité, tantôt positive, tantôt négative; ce qui dépend du sens du courant, existant lors de l'interruption des contacts.

La plupart des phénomènes dus au passage continu de l'électricité voltaïque peuvent être reproduits au moyen de l'appareil, lorsqu'on imprime à l'aimant un mouvement de rotation rapide. Si, tenant à la main les deux extrémités P et Q, on fait glisser l'une sur l'autre leurs parties nues, en les approchant et les éloignant successivement à de petites distances, on aperçoit entre elles une suite d'étincelles électriques. Dans cette circonstance on éprouve des commotions dues à la décharge de l'électricité qui parcourt le fil conducteur, laquelle s'opère à travers les bras dans l'intervalle de deux étincelles. On éprouve des commotions beaucoup plus fortes, lorsqu'on plonge les mains dans deux vases contenant un liquide acidulé, que ces organes font ainsi communiquer, et dans lesquels aboutissent les extrémités P et Q, qu'il est convenable d'attacher à des plaques métalliques immergées.

Les deux bouts du fil conducteur étant mis en contact avec deux pointes de platine, placées dans un vase contenant de l'eau acidulée, et surmontées de deux cloches pleines d'eau, aussitôt que l'aimant entre en mouvement, on voit des bulles de gaz provenant de la décomposition de l'eau s'élever dans les cloches. Mais ici le sens du courant changeant à chaque demi-révolution de l'aimant, les deux éprouvettes se trouvent contenir à la fois de l'oxygène et de l'hydrogène, mélangés dans les proportions nécessaires pour reproduire de l'eau par leur combinaison chimique. Pour obtenir les gaz séparés, on
Fig. 406. peut employer un mécanisme que M. Pixii fils a imaginé, lequel se compose d'une bascule en bois qui porte quatre arcs métalliques aux extrémités de doubles leviers, et qu'un excentrique, mobile avec l'axe de rotation, fait successivement pencher dans un sens ou dans l'autre, à chaque demi-révolution. Les arcs métalliques touchent ainsi successivement des extrémités différentes du système de deux languettes de cuivre en croix, isolées l'une de l'autre, PP′, QQ′, et de deux autres parallèles RR′, SS′. Toutes ces lames de cuivre sont amalgamées aux endroits des contacts, ainsi que les bouts des arcs de la bascule, afin que les contacts établissent des communications plus parfaites. Aux quatre languettes sont respectivement attachées, d'une part les bouts P et Q, et de l'autre les extrémités libres des fils communiquant aux cloches de l'appareil où s'opère la décomposition de l'eau. Il est facile

de voir que, par cette disposition, le courant conserve toujours le même sens dans les fils aboutissant aux cloches, quoiqu'il change successivement de direction dans le fil conducteur influencé. On remarque, en effet, qu'en faisant usage de ce mécanisme, les gaz provenant de la décomposition de l'eau sont séparés.

807. M. Arago a découvert un genre d'action mutuelle, entre les aimants et des corps regardés jusque-là comme insensibles au magnétisme, qui s'explique aujourd'hui par l'influence d'un aimant mobile sur des conducteurs voisins. Voici quelle fut l'origine de ces nouveaux faits. En observant une aiguille de boussole placée dans une boite de cuivre rouge très-pur, M. Arago fut étonné de voir que le nombre des oscillations qu'elle faisait de part et d'autre du méridien magnétique, ne répondait pas à sa mobilité, qu'on avait eu soin de rendre très-grande. Ces oscillations, quoique toujours de même durée, décroissaient très-rapidement d'amplitude, et l'aiguille était bientôt ramenée au repos, tandis qu'en disposant la boussole hors de la boîte, les oscillations étaient aussi étendues et aussi nombreuses qu'on devait s'y attendre. Magnétisme en mouvement.

Pour chercher la cause de cette singulière résistance à la durée du mouvement, M. Arago fit osciller successivement une aiguille aimantée au-dessus de plusieurs disques de cuivre rouge très-pur, de différentes épaisseurs. L'amplitude des oscillations diminuait d'autant plus rapidement que le disque de cuivre voisin était plus épais; un corps interposé entre le disque de cuivre et l'aiguille, tel qu'une membrane tendue, une feuille de papier, ne changeait pas l'effet observé. Plusieurs physiciens ont vérifié que ce phénomène pouvait être produit par d'autres substances que le cuivre. La diminution plus ou moins rapide de l'amplitude des oscillations de l'aiguille aimantée, influencée par des plaques de mêmes dimensions de ces substances, a servi à les ranger suivant l'ordre de leur puissance dans ce genre d'action. Le cuivre est le plus puissant, viennent ensuite le zinc et l'étain.

Puisque le cuivre n'agit pas sensiblement sur l'aiguille aimantée en repos, on devait conclure que le mouvement de l'aiguille était la cause du développement des forces, émanant du disque, pour diminuer l'amplitude des oscillations. C'est ainsi que M. Arago fut conduit à penser que si l'aiguille était en repos, et le disque en mouvement, l'aiguille devait être déviée du méridien magnétique. L'expérience a pleinement confirmé cette prévision : en imprimant un mouvement de rotation à un disque de cuivre très-pur, au-dessous d'une aiguille aimantée, dont il est séparé par une plaque de verre ou par une membrane tendue, pour qu'on ne puisse pas attribuer l'effet produit à

l'agitation de l'air, on reconnaît que l'aiguille est déviée, et qu'elle reste écartée du méridien magnétique, d'un angle d'autant plus grand que la rotation du disque est plus rapide.

En augmentant progressivement la rapidité de ce mouvement, la déviation de ce mouvement atteint bientôt 90°, alors l'aiguille est entraînée, et prend elle-même un mouvement de rotation dans le même sens que celui du plateau. En changeant le sens du mouvement du disque de cuivre, l'aiguille est déviée; et tourne dans un sens inverse à celui de son premier mouvement. Si l'on détruit la continuité du plateau de cuivre par des traits de scie dans la direction des rayons, l'effet de son mouvement de rotation sur l'aiguille aimantée diminue beaucoup; mais si l'on rétablit la continuité, en coulant dans les fentes du bismuth ou tout autre métal, l'action recouvre presque la même énergie, tandis qu'elle augmente peu lorsqu'on remplit les fentes de limaille de cuivre.

M. Arago a constaté que la résultante des forces exercées par le plateau tournant, sur l'aiguille aimantée, était oblique au plan de ce plateau. De ses trois composantes, l'une normale à ce plan mobile est constamment répulsive; la seconde, parallèle à la tangente, est toujours dirigée dans le sens du mouvement; enfin, la troisième dans le sens du rayon, va du centre à la circonférence, ou inversement, suivant la position du pôle de l'aiguille sur le rayon. Supposons le plateau de cuivre horizontal, on peut manifester la première composante en disposant verticalement au-dessus du plateau un barreau aimanté suspendu au fléau d'une balance, et équilibré par un contre-poids. Quel que soit le pôle du barreau le plus voisin du plateau, quelle que soit la direction du mouvement de rotation du disque, le barreau aimanté est toujours soulevé lorsque le plateau tourne. On voit ainsi que la résultante des forces émanant du cuivre en mouvement, a une composante normale au plan du disque, qui est constamment répulsive; la composante tangentielle est manifestée par la déviation et la rotation de l'aiguille horizontale, placée au-dessus du plateau mobile.

Pour rendre sensible la composante dirigée suivant le rayon, on peut se servir d'une aiguille d'inclinaison, mobile dans un plan perpendiculaire au méridien magnétique, et qui doit se placer conséquemment dans une position verticale par la seule action magnétique du globe; en pointant alors l'aiguille successivement vers le centre du plateau, ou vers un point du rayon, ou même en dehors de la circonférence, on reconnaît une action provenant du disque tournant, différente quant à sa direction. Pointée vers le centre, l'aiguille reste immobile, ce que l'on pouvait prévoir à cause de la symétrie de cet

position; pointée vers un point du rayon de plus en plus éloigné du centre, l'extrémité inférieure de l'aiguille semble d'abord chassée vers le centre; cette action de dehors en dedans, après avoir augmenté d'intensité, va ensuite en diminuant; pour un certain point du rayon, placé entre le centre et la circonférence, l'aiguille d'inclinaison redevient verticale; au delà, c'est-à-dire plus près de la circonférence, la pointe de l'aiguille semble fuir le centre, comme poussée par une force centrifuge; l'action conserve ensuite cette direction, même au dehors du plateau. Les rapports des intensités des trois composantes dont il s'agit sont variables avec la vitesse de rotation du plateau, pour un même barreau aimanté et pour un même disque.

808. Les découvertes de M. Faraday, relatives aux courants produits par l'influence des aimants, ont donné la clef de ces phénomènes, qui formaient une théorie physique détachée, à laquelle on donnait le nom de *magnétisme en mouvement*. D'après le premier principe établi au paragraphe 805, lorsque les pôles d'un aimant changent de position, relativement aux différentes parties d'une plaque métallique voisine, il doit naître à la surface, ou dans l'intérieur de cette plaque conductrice, des courants voltaïques de divers sens : sur les parties qui s'éloignent des pôles les courants doivent être directs, c'est-à-dire dans un sens tel qu'ils eussent été capables de donner à l'aimant la polarité qu'il possède; tandis que dans les parties du conducteur qui se rapprochent des pôles, les courants doivent être inverses. Tous ces courants, une fois établis, doivent réagir sur les pôles des aimants d'après les lois connues. Or, comme on va le voir, les actions des deux genres de courants s'accordent, pour s'opposer en partie au changement des distances relatives, entre l'aimant et les différents points de la plaque conductrice; d'où résulte une sorte de résistance au mouvement, qui explique la diminution rapide de l'amplitude des oscillations d'une aiguille aimantée voisine d'une plaque conductrice en repos, ainsi que la rotation d'une aiguille entrainée par le mouvement d'un disque métallique. Explication du magnétisme en mouvement.

Pour analyser l'effet de réaction des courants produits, soient : EF un disque de cuivre, tournant dans le sens indiqué par la flèche; AB un barreau aimanté horizontal, mobile sur un pivot, à une certaine distance au-dessus du disque; $\overline{mn}$ un élément du courant, en un point du plateau qui fuit le pôle austral A; $\overline{pq}$ un autre élément de courant en un point qui se rapproche du même pôle. Le premier courant $\overline{mn}$ étant direct et le courant $\overline{pq}$ inverse, le pôle A doit être à la gauche du premier et à la droite du second; d'où il suit que ces courants tendront tous les deux du centre à la circonférence, dans le sens sup- Fig. 407.

posé du mouvement du disque. L'action de l'élément $\overline{mn}$ sur A se réduit à une force appliquée en ce pôle, normalement au plan mnA, et dirigée de telle manière que le pôle A tende vers la gauche du courant $\overline{mn}$; cette force s'élève donc au-dessus du plan mnA, et penche conséquemment vers $\overline{mn}$, en sorte que sa composante horizontale est dirigée dans le sens du mouvement du disque. L'action de l'élément $\overline{pq}$ est aussi appliquée en A, normalement au plan pqA, et dirigée de telle manière que le pôle A tende vers la gauche du courant $\overline{pq}$; cette nouvelle force s'abaisse donc au-dessous du plan pqA, et penche aussi vers $\overline{mn}$, en sorte que la composante horizontale est encore dirigée dans le sens du mouvement.

On peut dire, d'après cela, que les actions des courants directs sont attractives, et celles des courants inverses répulsives ; et comme les premiers courants naissent par l'éloignement du pôle influent, et les seconds par son rapprochement, on en conclut que, dans le mouvement relatif de l'aimant et de la plaque conductrice, les *parties* de cette plaque qui s'éloignent des pôles, ou dont les pôles s'écartent, tendent à les entraîner ou à les retenir ; tandis que les *parties* qui se rapprochent des pôles, ou dont les pôles se rapprochent, tendent à les repousser. Les réactions des courants sur l'aimant constituent donc une force retardatrice, analogue au frottement ou à la résistance des milieux. On verra facilement, par des considérations semblables aux précédentes, que les courants produits par l'influence *du pôle boréal*, et qui doivent tendre de la circonférence au centre dans le mouvement supposé, réagissent pour faire tourner l'aimant, dans le même sens que les actions des courants dus au pôle austral ; enfin, que l'aimant suivrait encore le mouvement du disque, si celui-ci tournait dans un sens contraire à celui qui vient d'être considéré.

Cette analyse n'a d'autre but que d'indiquer la cause générale des phénomènes du magnétisme en mouvement ; il faudrait réunir d'autres données expérimentales, et entrer dans trop de détails, pour expliquer complétement tous les résultats obtenus par M. Arago, dans la recherche des autres composantes de l'action du disque *mobile* sur l'aimant. On conçoit d'ailleurs que la composante répulsive, normale au plan du disque, provient de ce que les courants répulsifs existent encore dans les parties du plateau qui passent immédiatement au-dessous de l'aimant ; et que la composante dirigée suivant le rayon doit varier de sens et d'intensité, d'après la force et la disposition des pôles de l'aimant, et suivant l'énergie et la disposition des courants que son influence fait naître dans le plateau mobile.

Fig. 408. M. Faraday s'est assuré directement de l'existence des courants, sur

un plateau de cuivre qu'il faisait tourner entre les pôles d'un fort aimant en fer à cheval. Il enroulait, de plusieurs tours lâches, un des bouts du fil d'un galvanomètre sur l'axe de rotation, qui était métallique, et présentait l'autre extrémité amalgamée du même fil, en différents points du bord du disque mobile, soit avant, soit après le passage entre les pôles de l'aimant. Il remarqua une déviation de l'aiguille du multiplicateur, qui indiquait un courant sur les rayons du disque, dirigé du centre à la circonférence, ou inversement, suivant le sens de la rotation; mais dans le même sens, que le courant fût éprouvé en plaçant le bout amalgamé sur le bord du disque, avant ou après le passage entre les pôles.

Il est facile de voir que le courant, quoique de même sens sur les rayons qui fuient l'aimant, et sur ceux qui s'en rapprochent, est cependant direct pour les premiers, inverse pour les seconds, relativement à la polarité possédée par l'aimant. L'appareil de M. Faraday diffère de celui de M. Arago, en ce que dans le premier le disque tourne entre les pôles; tandis que dans le second les deux pôles sont du même côté du disque. Le premier principe du paragraphe 805 indiquait d'avance que, dans l'expérience de M. Faraday, les influences des deux pôles devaient déterminer sur les deux faces opposées du disque des courants parallèles, allant tous les deux du centre à la circonférence ou inversement, suivant le sens de la rotation. Dans l'appareil de M. Arago, et d'après le même principe, les influences des pôles font naître des courants opposés sur les deux moitiés du disque; c'est-à-dire que si les courants tendent vers le centre près du pôle austral, ils doivent au contraire marcher vers la circonférence près du pôle boréal. Des expériences directes, faites par M. Nobili, et que nous ne pouvons décrire ici, ont constaté l'existence et les positions variables de ces courants.

QUARANTE-HUITIÈME LEÇON.

Phénomènes électro-dynamiques. — Appareil général de M. Ampère. — Action de la terre et des aimants sur les courants mobiles. — Actions mutuelles des courants voltaïques. — Positions d'équilibre des courants mobiles. — Mouvements de rotation des courants produits par d'autres courants. — Solénoïdes et cercles électro-dynamiques. — Théorie nouvelle du magnétisme. — Courants par induction.

Appareil électro-dynamique.

809. Peu de temps après la découverte d'OErstedt, M. Ampère cherchant à expliquer l'influence magnétique des courants voltaïques conçut une idée particulière sur la constitution des aimants, et les expériences qu'il entreprit pour vérifier son hypothèse le conduisirent à la découverte d'une nouvelle classe de phénomènes sur l'action mutuelle des courants électriques. Ce fut pour mettre en évidence ce genre d'action quė M. Ampère imagina l'appareil que nous allons décrire. Le bois pouvant être regardé comme non-conducteur de l'électricité à faible tension développée par la pile; des conducteurs métalliques disposés sur une table de bois, doivent être considérés comme isolés; on peut les contourner sur cette table, sans craindre que le courant électrique ne se détourne de la route qu'ils lui assignent. Cette propriété isolante du bois, dans le cas de l'électricité voltaïque, a été d'un grand secours à M. Ampère pour la construction de ses appareils.

Mais il y avait d'autres conditions plus difficiles à remplir : il fallait avoir un moyen de rendre mobile une portion du circuit voltaïque afin de la soumettre à l'action d'un conducteur fixe, d'un aimant, ou de la terre. Les piles étant sujettes à de très-grandes variations dans l'intensité des courants qu'elles produisent, si l'on s'était servi de deux piles différentes, pour obtenir un courant fixe et un courant mobile, on aurait été souvent obligé de multiplier les observations, afin de prendre des résultats moyens par leur croisement. C'est pour éviter cet inconvénient que M. Ampère imagina de faire passer le courant provenant de la même pile, par les conducteurs fixes et mobiles dont il voulait constater l'action mutuelle; toute la difficulté se réduisait à établir les communications convenables.

805. M. Faraday, préoccupé de cette idée, que si l'électricité en mouvement possède la faculté de développer le magnétisme, réciproquement des aimants devaient reproduire tous les phénomènes électriques, fut conduit à chercher si l'influence d'un corps aimanté pouvait faire naître un courant dans un conducteur fermé. Le succès a couronné les travaux de cet ingénieux physicien ; ses découvertes ont permis de réaliser les effets inverses dont il soupçonnait l'existence, et d'expliquer en outre plusieurs faits relatifs au magnétisme, connus depuis plusieurs années, mais dont on ignorait la cause. Voici ceux des faits signalés par M. Faraday, qui répondent le plus directement à la question qu'il s'était proposé de résoudre. Courants produits par l'influence des aimants.

Si l'on enveloppe l'armature d'un fort aimant en fer à cheval, par plusieurs spires d'un long fil métallique couvert de soie, qui s'enroule ensuite autour du cadre d'un galvanomètre, et dont les deux bouts libres sont enfin réunis par une soudure, de manière à former un conducteur fermé, on observe deux déviations de l'aiguille du multiplicateur, en sens contraire l'une de l'autre, au moment où l'armature touche l'aimant, et à l'instant où elle le quitte. La première déviation indique dans le fil du galvanomètre un courant opposé à celui qui produirait, dans le fer de l'armature, une polarité semblable à celle qu'il doit à l'influence de l'aimant. Quand l'armature reste en repos, l'aiguille retourne et demeure au zéro de déviation ; ce qui indique que le fil métallique n'est alors parcouru par aucun courant.

Une hélice métallique ayant ses extrémités attachées aux deux bouts du fil d'un galvanomètre, suffisamment éloigné, si l'on introduit brusquement dans son intérieur un barreau aimanté, l'aiguille du multiplicateur est déviée, et indique sur l'hélice un courant *inverse*, c'est-à-dire opposé à celui qui eût pu donner à l'aimant la polarité qu'il possède. La déviation de l'aiguille indique, au contraire, un courant *direct*, quand on retire rapidement le barreau. Mais, si l'on continue à le pousser d'un mouvement uniforme dans l'intérieur du tube héliçoïdal, la déviation cesse quand il occupe le milieu du tube, et change de sens lorsqu'il sort par l'autre extrémité. Dans tous les cas, dès qu'on interrompt le mouvement du barreau, l'aiguille du galvanomètre retourne au zéro de déviation.

Il n'est pas indispensable que l'aimant pénètre dans le tube, il suffit de l'approcher ou de l'éloigner brusquement d'une des extrémités de l'hélice, et l'on observe encore un courant, toujours *inverse* dans le premier cas, et *direct* dans le second ; toutefois les déviations du galvanomètre sont très-faibles dans ces circonstances. Mais si l'on place dans l'hélice un barreau de fer doux, les mêmes mouvements de l'ai-

De cette manière le conducteur sera mobile autour de la verticale passant par la pointe E, et la pointe F ne servira qu'à prendre ou transmettre le courant au mercure de la coupe *f'*. Il est facile de voir d'ailleurs que le but proposé sera rempli par ces dispositions : car si le courant monte par la colonne ST, il parcourra, successivement, la branche horizontale TC, la languette *la*, la tige *ag*, la branche *gie*, entrera par la pointe E' dans le conducteur mobile, et, après en avoir parcouru toutes les sinuosités, sortira, par la pointe F, pour parcourir la branche *f'k'h'*, le cylindre *h'b*, la languette *bl'*, et descendre enfin par la colonne VU.

FIG. 415. Un conducteur terminé par deux pointes reposant sur le fond des cuvettes *e* et *f*, ou *e'* et *f'*, sera aussi mobile autour de la ligne horizontale passant par ces pointes ; et si les bases des deux colonnes communiquent respectivement avec les deux pôles d'une pile, ce conducteur mobile fera partie du circuit voltaïque, puisque des deux cuvettes auxquelles il aboutit, l'une communique avec la languette *la*, l'autre avec celle *l'b* ; ce genre de conducteur mobile doit être muni de contrepoids tels que son centre de gravité se trouve situé à une petite distance en-dessous de la ligne des pointes qui sert d'axe de rotation.

Support pour les mouvements de rotation.

811. On ne peut plus se servir du même genre de support quand il s'agit d'imprimer à la partie mobile un mouvement de rotation continu, il faut alors une autre disposition. Par exemple, pour le mouvement de rotation autour d'une verticale, d'un équipage *semblable* à celui employé dans la première expérience de rotation due à M. Faraday (§ 796), on emploie une tige qui traverse la table dans un tube de verre; cette tige, qu'on peut élever plus ou moins, et fixer à une hau-
FIG. 411. teur déterminée au moyen d'une vis de pression, est *terminée* à la partie supérieure par une cavité, où plonge dans le mercure le pivot de l'appareil mobile; elle reçoit ou transmet le courant par une lame de ressort en cuivre ; qui presse contre un conducteur fixé au-dessous de la table, et communiquant avec la base U (ou S) du système décrit plus haut. L'équipage mobile est terminé vers le bas par un limbe, ou par une couronne en cuivre, qu'il suspend au milieu d'un liquide acidulé. Le vase métallique qui contient ce liquide conducteur communique ensuite par un point quelconque de sa paroi latérale, toujours circulaire, avec la base S (ou U), au moyen de languettes métalliques.

Communications métalliques de la table.

812. Pour faire passer le courant à travers des conducteurs fixes, et pouvoir facilement l'introduire, l'interrompre, et changer sa direction, soit dans le conducteur mobile, soit dans le conducteur fixe, la table de l'appareil général présente un système de cavités et de rigoles remplies de mercure, réunies par des languettes métalliques et

des bascules. C'est ce système, représenté dans la figure 412, que nous allons décrire maintenant. Les deux rigoles N et P reçoivent les extrémités des fils conducteurs communiquant avec les deux pôles de la pile. L'une des cavités *d* et *d'* est mise en communication avec la rigole P, au moyen de l'une des languettes métalliques *ll*, *l'l'* de la bascule B, qui doit être placée au-dessus de la partie *add''a'* de la table, et que l'on peut faire pencher à droite ou à gauche en faisant tourner son axe en bois. Fig 412.

Supposons que ce soit actuellement la cavité *d* qui communique avec la rigole P. Le fluide positif se rendra par le canal *de*, dans la rigole demi-circulaire *ef*, de là il s'élèvera par un fil de cuivre vertical, replié horizontalement dans le méridien magnétique, et redescendra par une autre branche verticale du même fil dans la rigole *e'f'*; une aiguille aimantée, mobile au-dessous de la partie horizontale de ce conducteur, indiquera par sa déviation l'existence, le sens et l'intensité du courant. De la rigole demi-circulaire *e'f'*, le fluide positif sera transporté par une languette de cuivre à l'une des colonnes ST de l'appareil destiné au conducteur mobile, et après avoir parcouru tout le système de cet appareil, en sortira par le pied U de la seconde colonne, pour être transporté par une nouvelle languette conductrice à la cavité *d'''*. Cette cavité communique actuellement avec la rigole QR, par un des arcs métalliques d'une bascule nouvelle, ayant le même axe en bois que B, et située au-dessus de la partie *bd'''d''b'* de la table.

Une double bascule, semblable au système des deux précédentes, peut faire communiquer l'une des cavités *c''* et *c'''* avec la rigole QR, et en même temps l'une des cavités *c'* et *c* avec la rigole N. Nous supposerons qu'actuellement cette double bascule penche vers la gauche. Le fluide positif, transmis de la cavité *d'''* à la rigole QR, sera transporté dans la cavité *c''*; de là il se rendra en L, par une rigole ou une lame de cuivre, parcourra tout le système d'un conducteur fixe, et reviendra à la table par le point K. Une lame de cuivre le conduira à la cavité *c'*, qui communique actuellement avec la rigole N, où plonge le pôle négatif de la pile. Le circuit voltaïque se trouvera ainsi complété.

813. La cavité *d'* communique avec *d'''*, celle *d* avec *d''*, par deux languettes de cuivre en diagonales, séparées l'une de l'autre par un corps isolant. Au moyen de ces communications, il est facile de voir que pour renverser la direction du courant dans le conducteur mobile, il suffit de tourner la bascule BB, vers la gauche, de manière à ce qu'elle fasse communiquer maintenant, *d'* avec P, *d''* avec QR; car le fluide positif suivra le chemin P*d'd'''*U.... S*f'edd''*R, inverse de celui qu'il suivait précédemment. Mode de renversement des courants.

.La cavité c''' communique avec c', et la cavité c'' avec c, par deux lames de cuivre en diagonales isolées l'une de l'autre. Au moyen de ces communications, pour renverser la direction du courant dans le conducteur fixe, il suffit de tourner la bascule B'B' vers la droite, en sorte qu'elle fasse communiquer maintenant c''' avec QR, c avec N. Car le fluide positif parvenu dans la rigole QR, après avoir suivi dans un sens ou dans l'autre le conducteur mobile, parcourra ensuite le chemin RQ$c'''c'$K... L$c''c$N, inverse de celui qu'il suivait lors de la position précédente de la bascule B'B'.

Action de la terre et des aimants sur des conducteurs mobiles.

814. Tel est l'appareil général imaginé par M. Ampère pour constater les attracttions et les répulsions, que des conducteurs traversés par des courants voltaïques exercent les uns sur les autres. On peut aussi s'en servir pour rendre sensible la réaction d'un aimant fixe sur un conducteur mobile, et produire ainsi l'expérience inverse des premiers faits de l'électro-magnétisme. Pour cela on emploie un conducteur ayant la forme d'un simple rectangle, et rendu mobile autour de la verticale passant par deux des cuvettes superposées du support général, au moyen de deux pointes ou pivots dont la disposition a été indiquée. Le système du conducteur fixe étant inutile, on fait communiquer directement les rigoles RQ et N, par un arc métallique. FIG. 410.

On remarque d'abord que le conducteur mobile, lorsqu'il est traversé par le courant, oscille de part et d'autre d'une *position d'équilibre* dans laquelle il finit par s'arrêter, et qui est telle *que le plan du* rectangle se trouve perpendiculaire à l'aiguille de déclinaison. Lorsque le rectangle a atteint cette position d'équilibre, le courant est dirigé à travers son côté inférieur de l'est à l'ouest. Si l'on change la direction du courant au moyen de la bascule BB, le rectangle fait une demi-révolution pour venir s'arrêter dans le même plan, mais dans une position inverse ; en sorte que, dans tous les cas, le courant va de l'est à l'ouest sur le côté inférieur EO, quand le conducteur mobile a atteint sa position d'équilibre. Cette direction fixe est déterminée par l'influence magnétique du globe.

Un aimant que l'on place au-dessous de EO, dans une position perpendiculaire au méridien magnétique, fait dévier le rectangle mobile de la position d'équilibre que le globe tend à lui donner ; son plan s'approche d'autant plus d'un plan perpendiculaire à l'axe de l'aimant, que le courant est plus énergique, que l'aimant est plus fort et plus voisin. Si l'on change la position des pôles de l'aimant, ou si l'on renverse le sens du courant, la déviation du conducteur a lieu en sens contraire. Dans tous les cas, le pôle austral se trouve toujours à la gauche du courant, lorsque la déviation du conducteur est produite.

On obtient un conducteur mobile *astatique*, c'est-à-dire indifférent à l'action du globe, en le composant de deux rectangles égaux, dont les côtés inférieurs sont suivis par le courant dans deux sens opposés; Fig. 413.
car le globe tendant à donner à ces deux rectangles deux positions opposées, l'effet total sera détruit. On remarque en effet qu'un conducteur de cette forme reste indifféremment dans toutes les positions lorsqu'il est introduit dans le circuit voltaïque. Alors si l'on dispose un aimant fixe, horizontalement au-dessous de EO, et dans une direction quelconque, le plan du conducteur mobile vient se placer perpendiculairement à l'axe de l'aimant, en sorte que le pôle austral soit à la gauche du courant suivant EO. Le renversement des pôles, ou celui du courant, détermine un changement de position, tel que cette double condition se trouve toujours remplie.

Tous ces faits relatifs à l'action de la terre ou des aimants sur un conducteur mobile ne font que vérifier les conséquences qu'on doit tirer de la découverte d'Œrstedt. Ils pouvaient être prévus en se fondant sur le principe de l'égalité nécessaire entre la réaction et l'action des forces de la nature, et sur ce que le globe agit dans tous les cas comme un aimant. L'appareil n'a ici servi qu'à confirmer des conclusions théoriques; mais en appliquant cet appareil à la recherche des actions mutuelles des courants voltaïques, M. Ampère a découvert de nouveaux phénomènes dont nous allons exposer les lois.

Action mutuelle de deux courants rectilignes non parallèles.

815. Pour étudier l'action réciproque des courants, on se procure un conducteur rectiligne fixe, parcouru par un courant énergique, en enroulant autour d'un cadre rectangulaire une lame de cuivre recouverte de soie, de telle manière qu'elle fasse dix à douze tours, avant que ses extrémités plongent dans les cavités L et K de la table; par cette disposition on multiplie l'énergie du courant dans le côté supérieur E'O' du rectangle. Au-dessus, on suspend au support des conducteurs mobiles, un double rectangle astatique, de telle manière que Fig. 414.
le côté horizontal EO soit très-près de E'O', et fasse avec cette ligne un angle quelconque; l'ensemble est disposé de telle sorte que la verticale passant par les pointes du conducteur mobile soit dans le plan du cadre, et, s'il est possible, qu'elle contienne un des côtés verticaux du conducteur fixe.

Lorsque le courant voltaïque est introduit, on remarque que le conducteur mobile tourne, et vient se placer dans le plan du conducteur fixe, de telle manière que le courant en EO, soit parallèle à celui en E'O', et dirigé dans le même sens. En renversant successivement la direction du courant dans le conducteur fixe, ou dans le conducteur mobile, par le moyen des bascules, le double rectangle tourne pour se

placer définitivement de manière à remplir la double condition qui vient d'être énoncée. Les résultats de ces expériences sont compris dans cette loi générale : quand deux courants rectilignes forment entre eux un certain angle, qu'ils soient ou non situés dans le même plan, ils s'attirent, s'ils vont tous deux en s'approchant, ou tous deux en s'éloignant du sommet de l'angle, ou plus généralement de la ligne qui mesure leur plus courte distance ; ils se repoussent au contraire, si l'un va en s'approchant, et l'autre en s'éloignant du même sommet.

Action mutuelle de deux courants rectilignes parallèles.

816. Pour constater l'action mutuelle de deux courants rectilignes parallèles, on peut se servir du même conducteur fixe, et d'un rectangle reposant par des pointes sur le fond des cuvettes *e* et *f*; ce rectangle est mobile autour de la ligne horizontale passant par ces pointes. De ses quatre côtés, le supérieur est formé d'une substance isolante, les trois autres sont métalliques, et un contre-poids convenable retient en équilibre le côté inférieur EO, à une petite distance sur la droite ou sur la gauche de E'O'. Aussitôt que le circuit voltaïque est établi, on voit le rectangle se mouvoir, et son côté EO s'approcher ou s'éloigner du conducteur fixe E'O' qui lui est parallèle, suivant que le courant parcoure EO et E'O' dans le même sens ou en sens contraires. Ainsi deux courants rectilignes parallèles s'attirent lorsqu'ils sont dirigés dans le même sens, se repoussent s'ils ont des directions opposées. (Fig. 415.)

La même loi peut être reconnue par un autre procédé : on se sert d'un conducteur fixe rectiligne et vertical E'O', et d'un conducteur EO, qui lui est parallèle, et qui fait partie d'un double rectangle astatique, mobile autour d'une verticale. Lorsque le courant est ascendant ou descendant dans ces deux conducteurs, la position d'équilibre stable du double rectangle est celle du plan passant par E'O'. Si au contraire le courant est ascendant suivant EO (ou E'O'), et descendant sur E'O' (ou EO), on remarque que le rectangle tend à se placer dans une position perpendiculaire au plan passant par E'O' et par l'axe de rotation. Il y a donc attraction entre deux courants rectilignes parallèles et dirigés dans le même sens, répulsion si les deux courants sont opposés. (Fig. 416.)

Afin de prouver que l'attraction et la répulsion dont il s'agit sont égales pour la même intensité des courants, et pour la même distance, on se sert d'un conducteur mobile formé d'un double fil, dont les deux parties, isolées l'une de l'autre, suivent le même contour, et sont parcourues par le courant dans deux sens différents. La partie rectiligne verticale de ce double fil, suspendu dans le voisinage du conducteur fixe de l'expérience précédente, ne paraît éprouver de sa part aucune (Fig. 417.)

action, et peut rester indifféremment dans toutes les positions autour de l'axe de rotation.

817. Les lois établies dans les deux paragraphes 815 et 816, résument toutes les actions mutuelles des courants rectilignes; pour connaître celle de deux courants de forme quelconque, il faut étudier l'influence de la courbure des fils conducteurs; l'expérience suivante conduit à une conséquence importante qui simplifie cette étude. On substitue au conducteur rectiligne, fixe et vertical, du paragraphe précédent, un appareil présentant un conducteur rectiligne vertical E'O', et un conducteur sinueux E''O'', dont les sinuosités s'éloignent peu d'une parallèle à E'O'. Par des retours convenables du fil métallique qui les forme, on fait en sorte que le courant marche dans le même sens sur ces deux conducteurs. Le dernier double rectangle astatique que nous avons considéré, est introduit dans le circuit de telle manière que le courant qui suit EO ait une direction contraire à celle des courants E'O', E''O''. On remarque alors que le côté EO se place en équilibre stable, entre les deux conducteurs fixes, à des distances égales de part et d'autre. Il faut conclure de là que l'action répulsive exercée par le conducteur sinueux est égale à celle du conducteur fixe rectiligne.

Action des conducteurs sinueux.

Fig. 418.

On peut encore prouver par une autre expérience qu'un conducteur sinueux, qui ne s'éloigne que de très-peu, dans tous ses contours, d'un conducteur rectiligne, agit avec la même intensité et de la même manière que ce dernier, et peut lui être substitué en toute circonstance. Pour cela, on présente à un conducteur fixe, rectiligne et vertical, un conducteur mobile, composé d'un double fil, dont les deux parties, isolées et repliées l'une sur l'autre, suivent la même direction verticale, mais l'une en ligne droite, et l'autre tournant autour de la première, de telle sorte que le courant les parcourt dans deux sens différents. On trouve alors que ce double conducteur mobile peut rester indifféremment dans toutes les positions autour de l'axe de rotation; et que conséquemment les deux actions exercées par le conducteur fixe sur les deux parties du fil mobile, desquelles l'une est attractive et l'autre répulsive, sont égales en valeur absolue, puisqu'elles se détruisent.

Fig. 419.

818. Ces faits relatifs aux conducteurs sinueux prouvent que l'on peut substituer à une petite portion de courant, de forme quelconque, un polygone rectiligne passant par ses extrémités, et principalement le polygone formé par ses projections sur trois directions linéaires, perpendiculaires entre elles; ce qui permet de remplacer un élément de courant ds, par trois autres éléments dx, dy, dz, projections de ds

Action mutuelle de deux éléments de courant.

sur trois axes rectangulaires. On peut partir de ce principe pour calculer l'expression de l'action qui s'exerce entre deux portions infiniment petites de deux courants dirigés d'une manière quelconque dans l'espace ; cette action élémentaire étant connue, on en déduira, par des intégrations convenables, l'explication mathématique de tous les phénomènes résultant des actions mutuelles des conducteurs voltaïques finis, de différentes formes.

Fig. 420. Soient : ABA′ $= ds$, CDC′ $= ds'$, deux portions de courant infiniment petites ; BD $= r$, la ligne qui joint leurs milieux ; ABD $= \alpha$, CDM $= \beta$, les angles que leurs directions font avec BD ; LDK $= \gamma$, l'angle des deux plans ABD, CDM ; ids, $i'ds'$, les intensités de ces deux courants ; BH, AE, DL, des perpendiculaires à BD, dans le plan ABD ; DK, CF, des perpendiculaires à la même ligne BD, dans le plan CDM ; enfin DG une perpendiculaire au plan ABD. Le courant ids, suivant ABA′, pourra être remplacé par deux autres courants : $ids \sin \alpha$, et $ids \cos \alpha$, suivant HBH′ et EBE′, le courant $i'ds'$, suivant CDC′, par deux courants $i'ds' \cos \beta$, $i'ds' \sin \beta$, suivant FDF′ et KDK′ ; enfin le dernier $i'ds' \sin \beta$, par deux autres $i'ds' \sin \beta \cos \gamma$, et $i'ds' \sin \beta \sin \gamma$, suivant LDL′ et GDG′. Ce qui fera deux courants dont D sera le milieu, et trois autres partagés en deux parties égales au point B. Il s'agit d'exprimer les actions mutuelles de ces deux systèmes, et de chercher leur résultante suivant BD.

Il faut remarquer d'abord que les deux courants *HBH′ et FDF′* n'exercent aucune action l'un sur l'autre : en effet, le courant FF′ exerce sur les deux moitiés HB, BH′, deux actions égales en valeur absolue, mais de signes contraires, puisque le courant HB tend vers B, et que le courant BH′ fuit le même point, leur résultante suivant *BD* sera donc nulle. Par la même raison, les deux courants EBE′ et *LDL′* seront sans action mutuelle. Il y aura aussi nullité d'action entre les deux courants EBE′ et GDG′. On doit admettre encore que les courants HBH′ et GDG′, seront sans action l'un sur l'autre, car B et D étant leurs milieux, il y a une telle symétrie entre leurs positions respectives, que la résultante de leurs actions serait trouvée la même, quand on changerait le sens du courant dans un de ces éléments ; ce qui ne peut avoir lieu que dans le cas d'une valeur nulle pour cette résultante.

Ainsi, des six couples de courants dont il s'agissait d'évaluer les actions partielles, il ne reste que le couple des courants HBH′ et LDL′, et celui des deux courants EBE′, FDF′. Les actions correspondantes à ces couples, toutes les deux dirigées de B en D, seront proportionnelles aux produits, $ii'dsds' \sin \alpha \sin \beta \cos \gamma$, et $ii'dsds' \cos \alpha \cos \beta$, des in-

tensités des courants qui les composent. Ce qui donnera pour l'action totale deux termes contenant ces produits comme facteurs. Il reste maintenant à trouver l'expression complète de ces deux termes : l'un représente l'action de deux courants parallèles, l'autre celle de deux courants dirigés sur la même ligne.

Ces termes doivent contenir comme facteur commun une même fonction de la distance r, puisqu'ils ne doivent être que deux cas particuliers d'une même expression, qui représenterait l'action mutuelle de deux courants, dirigés d'une manière quelconque l'un par rapport à l'autre, et dont les milieux seraient à cette même distance r. Mais le rapport qui doit exister entre les deux genres d'actions représentées par ces deux termes, ne pouvant être déterminé que par l'expérience, on multiplie le second de ces termes par un facteur constant k, actuellement inconnu. On suppose en outre, conformément à ce qui a lieu pour toutes les forces de la nature agissant à distance, que la fonction de r, facteur commun des termes dont il s'agit, soit $\frac{1}{r^n}$; n étant un exposant dont l'expérience doit encore indiquer la valeur. L'action totale des deux éléments de courant proposés ds et ds', sera ainsi :

$$\frac{ii'dsds'(\sin\alpha\sin\beta\cos\gamma + k\cos\alpha\cos\beta)}{r^n}.$$

819. M. Ampère, après avoir établi la formule précédente, a employé une méthode particulière, pour déterminer les inconnues k et n, qui dispense de faire des expériences, dont le but serait de rechercher directement la valeur numérique de ces constantes, et qui auraient été fort difficiles. L'expérience lui avait indiqué qu'un courant fermé de forme quelconque, mobile autour d'un axe vertical, n'éprouvait aucune action de la part d'un courant circulaire, ou suivant un arc de cercle horizontal de grandeur quelconque, dont le centre était sur l'axe de rotation. M. Ampère calcula, en intégrant convenablement l'expression différentielle précédente, le moment total de la rotation que les actions des différentes parties du courant circulaire tendaient à imprimer au conducteur fermé, et en égalant ce moment à zéro, il obtint une première équation de condition, entre les constantes k et n. Cette équation est $n + 2k - 1 = 0$.

Détermination des constantes de l'action élémentaire.

Fig. 421

Une autre équation de condition était nécessaire ; voici comment elle fut obtenue. Si l'on imagine un fil conducteur, formant d'abord un grand nombre de spires égales sur une même surface annulaire, et décrivant ensuite en sens contraire la circonférence de cercle qui sert d'axe à cette surface ; lorsque ce fil conducteur fera partie d'un cir- Fig. 422.

cuit voltaïque, son action sur un courant extérieur pourra être assimilée à celle d'une série de courants circulaires égaux et également distants, dont les plans seraient perpendiculaires à l'axe courbe de l'anneau (§ 827). L'expérience avait indiqué à M. Ampère qu'un appareil de cette forme n'exerçait aucune action sur un courant mobile quel qu'il fût. M. Savary calcula les composantes de cette action totale, en partant de l'expression différentielle donnée plus haut, et démontra que cette action ne pouvait être nulle généralement, à moins que k et n ne satisfissent à l'équation : $kn + 1 = 0$.

Les deux équations obtenues entre k et n, conduisent à deux couples de valeurs différentes : $(n = 2, k = -\frac{1}{2})$, $(n = \pm - 1, k = 1)$; mais une troisième expérience a fixé le choix à faire entre ces deux solutions. Cette expérience indiquait qu'un courant circulaire fermé était attiré par un courant rectiligne indéfini, placé dans le même plan, et de même sens que dans la partie la plus voisine du courant fermé. Or, l'intégration de l'action élémentaire, facile dans ces circonstances, indiquait que la résultante totale des actions exercées entre les deux conducteurs dont il s'agit, devait être attractive, nulle ou répulsive, suivant que la constante k était plus petite que l'unité, égale à l'unité, ou la surpassait. D'après l'expérience il y a attraction, la constante k doit donc être moindre que l'unité. Ainsi le couple de valeurs de n et k qu'il faut choisir est $(n = 2, k = -\frac{1}{2})$.

Fig. 423.

D'où il suit que l'action élémentaire, ci-dessus calculée, doit avoir pour expression définitive :

$$\frac{ii'dsds'(\sin\alpha\sin\beta\cos\gamma - \frac{1}{2}\cos\alpha\cos\beta)}{r^2}.$$

MM. Ampère, Savary, de Monferrand, ont prouvé que l'intégration de cette expression conduisait à des résultats conformes à l'observation lorsqu'on l'appliquait à la recherche des actions mutuelles de deux courants finis de formes données. La valeur négative $(-\frac{1}{2})$ de k indique que deux portions du même courant, en ligne droite, agissent par répulsion l'une sur l'autre ; l'expérience suivante sert à vérifier cette conséquence de la théorie.

Répulsion qu'un courant exerce sur lui-même. Fig. 424.

820. Sur une cuvette remplie de mercure, et divisée en deux compartiments par une cloison isolante, on fait flotter un fil de cuivre entouré de soie, formé de deux parties rectilignes parallèles ns, qp réunies par un arc nq. Les branches droites reposent chacune sur le mercure de l'un des compartiments ; les pointes nues et légèrement courbées, qui les terminent, plongent dans le liquide ; enfin l'arc surmonte la cloison sans la toucher. Lorsqu'on immerge les deux re

phores d'une pile, en face des extrémités *m* et *p* du fil courbé, on voit ce fil glisser à la surface du liquide, de manière à s'éloigner des pointes des conducteurs. Il y a donc répulsion entre les portions des courants qui naissent à la surface du mercure, et ceux qui parcourent les branches parallèles *mn* et *pq'*, comme l'indique la théorie.

821. Des considérations très-simples font prévoir facilement, d'après les principes établis dans les paragraphes 815 et 816, toutes les circonstances du mouvement qu'un courant fixe, rectiligne ou circulaire, doit imprimer à un autre courant mobile, quand on connaît les relations de position des conducteurs que suivent ces courants. Soit d'abord un courant rectiligne AB, horizontal et indéfini dans les deux sens, et cherchons quel sera le résultat de son action, sur une portion d'un autre courant CD, supposée mobile, rectiligne, horizontale, et partagée en deux parties égales par le plan vertical mené par AB. Considérons un élément *m* du courant CD, deux éléments *a* et *b* de AB, pris à égale distance de CD, exerceront sur *m* deux actions égales en valeur absolue, mais desquelles l'une sera attractive et l'autre répulsive ; leur résultante sera donc parallèle à AB, et dirigée du côté de A, d'après les directions des courants indiquées sur la figure.

Positions d'équilibre d'un courant mobile.

Fig. 425.

Il résulte de là que l'action totale du courant indéfini AB, sur la moitié CO du courant CD, laquelle est composée d'actions élémentaires toutes analogues à celle qui vient d'être considérée, se réduira à une force parallèle à AB et tendant à faire glisser CO parallèlement à lui-même, de B vers A. On démontrera de la même manière que l'action de AB, sur la moitié OD du même courant CD, doit se réduire à une force parallèle à AB, et tendant à faire glisser OD parallèlement à lui-même, de A vers B. En vertu de la symétrie qui existe ici, ces deux résultantes partielles formeront un couple dont l'effet sera de faire tourner le courant CD, jusqu'à ce qu'il soit parallèle à AB et dirigé dans le même sens. C'est en effet le mouvement que l'on observe, lorsque l'on dispose, dans l'appareil de M. Ampère, un conducteur astatique et mobile, formé de deux rectangles superposés, au-dessus du conducteur fixe horizontal du § 815. Le plan du conducteur mobile étant d'abord perpendiculaire à celui du conducteur fixe, on voit le côté horizontal se mouvoir et s'arrêter comme les raisonnements précédents le faisaient prévoir.

Si le courant CD est vertical, et tout entier au-dessus du plan horizontal passant par AB, il n'y a plus qu'une seule résultante parallèle au courant fixe, laquelle tend à transporter CD parallèlement à lui-même. Si donc ce dernier courant est mobile autour d'un axe vertical EF, il doit se placer dans le plan passant par cet axe et qui est paral- Fig. 426.

lèle à AB. Si le courant fixe va de A en B, et que le courant mobile soi descendant, CD se trouvera, dans sa position d'équilibre, à gauche d EF ou vers A. Si le courant CD est au contraire ascendant, il se placer à droite de EF. S'il y a deux courants verticaux mobiles, situés dan un même plan passant par EF, à égale distance de cet axe, l'un ascen dant et l'autre descendant, ils concourront à donner à leur plan un position fixe parallèle à AB.

Fig. 427. La terre qui agit sur un aimant horizontal, comme un courant rec tiligne allant de l'est à l'ouest, donne un exemple du cas actuel, en déterminant le plan d'un conducteur rectangulaire mobile, à se placer perpendiculairement au méridien magnétique. Si cette action de la terre, ou du courant qui la représente, amène aussi dans une direc tion perpendiculaire au méridien magnétique, le plan d'un conduc teur circulaire, mobile autour d'une verticale passant par son centre c'est que les éléments de ce courant fermé peuvent chacun se décom poser en deux éléments, l'un vertical, l'autre horizontal; les actions du courant terrestre sur les éléments horizontaux se détruisent tandis que les actions sur les éléments verticaux concourent à donner au plan du cercle la position indiquée.

Rotation continue d'un courant vertical.

822. Si le courant fixe horizontal AB, est circulaire au lieu d'être rectiligne, et que le courant vertical CD, projeté en P, soit autant pro longé en dessous qu'au-dessus du plan de ce cercle, on démontre en core, en considérant successivement les actions exercées sur chaque

Fig. 428. élément *m* de CD, par des couples d'éléments *a* et *b* du courant circu laire, symétriquement placés, que CD sollicité par un couple tendra s'abattre sur le plan du cercle, dans une direction perpendiculaire au rayon PO. Dans les mêmes circonstances, si le courant CD est tout en tier au-dessus du plan du cercle, et mobile autour de l'axe vertical projeté en O, il devra être entraîné, de manière à tourner d'un mou vement continu, de P vers *a* s'il est ascendant, et de P vers *b* s'il est descendant.

Il est facile de réaliser ce mouvement de rotation, à l'aide du se cond genre de support de l'appareil général (§ 811). On emploie un

Fig. 429. équipage mobile, dont une des branches verticales est interrompue par une substance isolante, en sorte que le courant ne descend ou ne monte verticalement que d'un seul côté. Le courant circulaire fixe est formé par une lame de cuivre, entourée d'un cordon de soie, formant

Fig. 440. plusieurs spires autour du vase métallique qui contient le liquide aci dulé, et plongeant par ses extrémités dans les deux cavités L et L' de l'appareil général. On voit alors l'équipage tourner d'une manière con tinue, dans le sens indiqué par la théorie précédente. Le renversement

de l'un des courants détermine un mouvement de rotation en sens contraire.

823. Lorsqu'un courant fixe, rectiligne, horizontal et indéfini, agit sur une portion de courant horizontale, située d'un seul côté, et mobile autour d'un axe vertical placé à l'une de ses extrémités, le mouvement de translation se transforme en un mouvement de rotation continu. Il est facile de voir, en effet, que quelle que soit la position du courant mobile, la résultante des actions élémentaires du courant fixe le poussera toujours dans le même sens autour de l'axe : par exemple, en CD il sera attiré vers A ; en CD', devenu parallèle et de sens contraire au courant fixe AB, il sera repoussé, et montera vers CD'' ; en CD'' il sera attiré vers B ; enfin devenu en CD''', parallèle dans le même sens à AB, il sera attiré vers le courant fixe.

Rotation continue d'un courant horizontal.

Fig. 431.

La terre qui agit comme un courant rectiligne horizontal, allant de l'est à l'ouest, et placé du côté de l'équateur, doit imprimer ce mouvement de rotation à un équipage mobile sur le second genre de support de l'appareil de M. Ampère, et présentant une seule branche métallique horizontale continue, allant de la cuvette qui surmonte la tige centrale, au limbe qui flotte dans le liquide acidulé ; aucun conducteur fixe voisin n'est ici nécessaire. On voit en effet l'équipage se mouvoir lentement, dans le sens indiqué par la théorie. Ce mouvement de rotation change de direction, lorsqu'on renverse le sens du courant mobile.

Fig. 432.

Si l'on entoure le vase métallique du même conducteur circulaire fixe, qui sert à produire la rotation d'un courant vertical, et qu'on se serve de l'équipage précédent, il y a un mouvement de rotation produit, plus rapide que par la terre seule, et qui s'explique comme celui du § 822. Ici on peut changer la direction du mouvement de rotation en renversant le sens du courant dans le conducteur fixe, mais on remarque qu'il y a une des deux directions où le mouvement de rotation est plus rapide, ce qui tient à ce que dans un cas l'action du courant terrestre s'ajoute à celle du conducteur circulaire fixe, tandis qu'elle diminue cette dernière action dans l'autre cas.

824. M. Savary a découvert que le courant qui traverse le liquide acide, contenu dans le vase métallique des expériences précédentes, pouvait agir comme un conducteur métallique, et produire pareillement un mouvement de rotation continu. L'équipage dont on doit se servir dans ce cas est semblable au précédent, avec cette différence que le limbe est interrompu, près de sa jonction avec la branche horizontale continue, par une substance isolante, ou moins conductrice ; ici le conducteur circulaire fixe est inutile. Le courant arrivant par la pointe

Rotation produite par réaction.

Fig. 433.

qui supporte l'équipage, atteint le limbe, le parcourt en partie dans un seul sens, et s'échappe en rayonnant sur le liquide vers la paroi circulaire extérieure du vase métallique; la réaction de ces courants horizontaux sur le courant circulaire fait tourner le limbe. Lorsqu'on renverse la direction du courant général, elle change à la fois dans les courants rectilignes et dans le limbe, ce qui ne doit pas changer le sens du mouvement; c'est en effet ce que l'on observe. Si l'on veut obtenir par ce moyen un mouvement de rotation en sens contraire, il faut employer un équipage analogue au précédent, mais dans lequel la branche horizontale communique avec le limbe du côté opposé de la planchette isolante. Dans les deux cas, le mouvement est plus rapide dans un sens du courant que dans l'autre, à cause de l'action concordante ou contraire du globe sur la branche horizontale.

Définition de l'action du globe sur les courants. **825.** En général l'action que la terre exerce sur les conducteurs mobiles, intervient dans toutes les expériences électro-dynamiques, sinon comme moteur principal, au moins comme modifiant les mouvements et les positions d'équilibre déterminées par d'autres causes. Mais les effets particuliers produits par cette action dans les expériences précédentes ne suffisent pas pour la définir complétement, il faut y joindre le fait suivant. On dispose un conducteur rectangulaire, de telle manière qu'il soit mobile autour d'un axe horizontal, perpendiculaire au méridien magnétique; lorsqu'un semblable conducteur est traversé par un courant voltaïque, il tourne jusqu'à ce que son plan soit perpendiculaire à la direction de l'aiguille d'inclinaison; dans cette position d'équilibre le courant est dirigé de l'est à l'ouest, sur le côté inférieur du rectangle. (Fig. 434.)

Ainsi la terre agit en chaque lieu, sur un courant voltaïque, comme un aimant dont l'axe serait parallèle à l'aiguille d'inclinaison ... comme des courants électriques, tous dirigés de l'est à l'ouest, lesquels existeraient à la surface ou dans l'intérieur du globe, et dont l'intensité irait en croissant du pôle à l'équateur suivant une certaine loi. ... fait précédent offre en outre une nouvelle vérification de la loi générale, qui résulte évidemment de l'ensemble des phénomènes électro-dynamiques, savoir : que, lorsqu'un aimant et un conducteur plan mobiles autour d'un même axe, sont successivement soumis à la même influence électro-dynamique, leurs positions d'équilibre ont entre elles cette relation, que le plan du conducteur se place perpendiculairement à la direction de l'axe de l'aimant auquel on le substitue.

Mouvements et actions des solenoïdes. **826.** On prévoit, d'après cette loi, les actions que la terre ... aimants, ou des conducteurs fixes, doivent exercer sur un fil conducteur contourné en hélice autour d'un cylindre, et ramené suivant

l'axe, pour que cette dernière portion rectiligne détruise les composantes du courant héliçoïdal dirigées parallèlement à cet axe, en sorte que l'ensemble puisse être assimilé à une série de courants circulaires parallèles aux bases du cylindre. Chacun de ces courants circulaires tend à se placer, soit perpendiculairement au méridien magnétique, ou à l'axe d'un aimant, soit parallèlement au plan d'un conducteur fixe; l'axe de l'hélice doit donc se diriger comme le ferait une aiguille aimantée, soumise aux mêmes influences, et suspendue de la même manière.

Au lieu d'une hélice, on peut construire directement avec un fil métallique, entouré sur toute sa longueur d'un cordon de soie, des circonférences de cercle *bcd*, *efg*, *hkl*,..., toutes égales entre elles, et dont les plans soient perpendiculaires à l'axe du cylindre; les parties linéaires *ab*, *de*, *gh*,... qui les réunissent, sont toutes sur une même droite parallèle à l'axe; lorsque le nombre des cercles paraît suffisant, le fil est ramené suivant *np*, parallèlement à *la*, et aussi près que possible de cette dernière droite. Par cette disposition le courant, qui parcourt le fil total, se compose exactement de courants circulaires, et de courants rectilignes opposés dont les actions se détruisent. Il est facile de vérifier que cet appareil, auquel on donne le nom de *solénoïde*, se conduit comme un aimant lorsqu'on le soumet à une influence électro-dynamique. FIG. 435.

En effet, un solénoïde étant rendu mobile autour d'un axe vertical, et introduit dans le circuit voltaïque, au moyen de l'appareil général, se place par la seule action du globe, dans une position telle que son axe est parallèle à l'aiguille de déclinaison. S'il est mobile autour d'un axe perpendiculaire au méridien magnétique, sa position d'équilibre est celle de l'aiguille d'inclinaison. Si lorsque le solénoïde a atteint une position d'équilibre, on renverse le sens du courant qui le parcourt, il entre en mouvement, et chacun des points de son axe décrit une demi-circonférence. Le pôle d'un aimant qu'on présente à l'hélice mobile, attire une de ses extrémités et repousse l'autre. Si, au moyen des cavités L et K de la table, on introduit dans le circuit voltaïque un autre solénoïde, que l'on puisse tenir à la main, et si l'on présente successivement ses deux extrémités à une même extrémité de l'hélice mobile, il y a attraction dans un cas et répulsion dans l'autre. FIG. 436.

En général un solénoïde se conduit comme un aimant ayant le même axe, et dont le pôle austral serait placé à la gauche du courant, c'est-à-dire à la gauche d'un observateur couché sur une des spires de l'hélice, de telle manière que le courant chemine de ses pieds à sa tête, et qui regarderait l'axe du cylindre. En partant de la loi élémentaire

de l'action mutuelle de deux courants infiniment petits, le calcul conduit à des résultats conformes à l'expérience, quand on l'applique à l'action d'un courant de forme donnée sur une hélice mobile, et à l'action mutuelle de deux solénoïdes.

Action d'un canal électro-dynamique.

827. M. Savary a calculé l'effet de toutes les actions exercées sur un élément de courant, placé à une assez grande distance, par une suite de courants circulaires et très-petits, dont les plans seraient perpendiculaires à une ligne droite ou courbe. Il a trouvé que toutes ces actions se réduisaient à deux forces, dirigées suivant les perpendiculaires aux deux plans passant par l'élément et par chaque extrémité du canal. Les intensités de ces forces sont en raison inverse des carrés des distances qui séparent l'élément des extrémités mêmes du canal, et proportionnelles aux sinus des angles que les lignes qui mesurent ces distances font avec la direction de l'élément. Ces forces sont ainsi indépendantes de la forme de la courbe à laquelle les plans des courants circulaires sont normaux. (Fig. 437.)

Cette loi, qui n'est qu'une conséquence de la théorie des actions mutuelles des courants voltaïques, est la même que celle *déduite* des expériences de MM. Biot et Savart, pour exprimer l'action d'un aimant sur un élément de courant. Il y a toutefois dans ce rapprochement une différence qu'il importe de signaler : c'est que les centres d'action que l'on peut substituer, d'après la loi précédente, *à tous* les courants circulaires du canal ou cylindre électro-dynamique, *sont les* extrémités mêmes du canal; tandis que les centres d'action du pôle de l'aimant sont à de certaines distances de ses extrémités, et plus près de son milieu.

Théorie nouvelle du magnétisme.

828. Ces analogies et cette différence peuvent être regardées comme des conséquences de l'hypothèse qu'avait imaginée M. Ampère, sur la constitution des aimants, avant même que les faits de l'électro-dynamique eussent été constatés. Au lieu de supposer que le magnétisme est dû à la séparation de deux fluides, cette hypothèse l'attribue à des courants électriques qui se meuvent autour des particules. Ces courants existeraient dans tous les corps sensibles au magnétisme. *Dans* un corps à l'état naturel, les courants auraient lieu dans toutes les directions autour d'une même particule. L'effet de l'aimantation serait de donner à tous ces courants des directions tendant au parallélisme, et dont les actions concordantes, sur des courants extérieurs, expliqueraient les attractions et répulsions magnétiques.

L'influence d'un courant voltaïque énergique, perpendiculaire à une aiguille d'acier, pourrait produire cette aimantation, par ses actions attractives et répulsives sur les courants électriques des particules,

qui tendraient à amener leurs plans parallèlement au courant extérieur influent, ou perpendiculairement à l'axe de l'aiguille. On conçoit que les actions mutuelles de ces courants circulaires puissent modifier les inclinaisons respectives de leurs plans, de manière à s'opposer à leur parallélisme complet; en sorte que les résultantes de leurs actions sur un élément de courant extérieur, aient pour points d'application, des pôles non situés aux extrémités mêmes de l'aiguille aimantée, comme dans le cas d'un canal électro-dynamique.

L'aiguille d'acier ainsi aimantée posséderait une force coercitive qui s'opposerait à ce que les courants particulaires reprissent leurs anciennes directions, lorsque le courant influent serait écarté. Mais dans le fer doux, cette force coercitive n'existant pas, les courants reprendraient leurs directions variées, après la cessation des actions extérieures, et le corps rentrerait dans l'état naturel. L'influence des aimants pour aimanter d'autres corps serait tout à fait la même que celle des courants extérieurs. Dans cette nouvelle manière d'envisager les phénomènes magnétiques, le globe serait le lieu de courants électriques, ayant la direction et les rapports d'intensité indiqués au § 825 : ce seraient ces courants terrestres qui dirigeraient l'aiguille aimantée, et qui occasionneraient dans les minerais et les objets en fer tous les phénomènes de l'aimantation en apparence spontanée; les variations de la déclinaison et de l'inclinaison proviendraient des changements périodiques de la température, auxquels correspondraient des différences d'intensité dans les courants terrestres; l'aurore boréale aurait une origine électrique, et son influence sur l'aiguille aimantée serait un effet électro-dynamique.

L'hypothèse qui vient d'être développée n'a dû être regardée d'abord que comme un moyen de coordonner les faits du magnétisme avec ceux relatifs à l'action mutuelle des aimants et des courants. Mais le grand nombre de découvertes physiques auxquelles cette hypothèse a conduit dans ces derniers temps lui donnent une plus grande importance. Beaucoup de physiciens la regardent comme l'explication réelle des phénomènes qu'elle embrasse; elle leur a servi de point de départ pour rechercher et constater de nouveaux faits, dont il eût été difficile de soupçonner autrement l'existence. C'est en se fondant sur cette hypothèse, dont les premiers faits de l'électro-magnétisme lui donnèrent l'idée, que M. Ampère fut conduit à découvrir et à étudier l'action mutuelle des courants voltaïques.

Ce qu'il y a de réel dans cette hypothèse consiste uniquement dans le lien, en quelque sorte naturel, qu'elle établit entre les phénomènes nombreux du magnétisme proprement dit, de l'électro-magnétisme,

et de l'électro-dynamique; elle constate l'identité qui existe, sous certaines conditions, entre les actions des aimants et celles des courants voltaïques, en attribuant à ces actions une même origine. Mais la nature de cette cause commune, est-elle mieux définie, en imaginant que les aimants sont le lieu de courants particulaires continus, qu'en regardant au contraire les effets dynamiques produits par les courants, comme dus à une distribution inégale de fluides autour des particules? C'est ce qu'il paraît difficile de décider dans l'état actuel de la science.

L'idée des deux fluides magnétiques a sans doute perdu toute importance, en restant stérile, et laissant surgir tant de phénomènes nouveaux, sans prendre la moindre part à leur découverte; mais on ne saurait lui refuser une simplicité, et surtout une rigueur de définition, qui ne partage pas l'idée de courant, qui doit prévaloir aujourd'hui. Le courant voltaïque, dont l'existence est manifestée par l'action qu'il exerce sur l'aiguille aimantée, est un état de mouvement de la matière électrique, qu'il est encore impossible de définir, ni même de concevoir : il faut imaginer que les fluides électriques, positif et négatif, cheminent en sens contraires l'un de l'autre, sur la même ligne, sans se neutraliser ni se réduire au repos, et que des masses considérables de ces fluides contraires sont ainsi transportées à de grandes distances, pour produire des effets physiques et chimiques! Les recherches des physiciens paraissent avoir maintenant pour but de pénétrer ce mystère, et nous aurons l'occasion de citer des faits qui mettent sur la voie de cette découverte importante.

Courants par induction.

829. M. Ampère avait constaté par l'expérience, que les effets produits sur l'aiguille aimantée, par l'influence d'un disque de cuivre mobile au-dessous d'elle, étaient pareillement produits par ce même disque en mouvement, sur un conducteur mobile, en hélice ou en spirale, qui devait pouvoir, d'après la théorie, remplacer une aiguille aimantée. Mais quoique cette similitude d'action fût une nouvelle preuve en faveur de l'hypothèse de M. Ampère, il fallait découvrir de nouveaux phénomènes, pour expliquer tous les faits relatifs au magnétisme en mouvement. M. Faraday, adoptant l'idée de l'origine électrique des aimants, et cherchant à leur faire produire tous les phénomènes voltaïques, imagina d'essayer d'abord si un courant qui suivait un conducteur ne pouvait pas faire naître, par influence, un courant analogue dans un autre conducteur voisin; voici les résultats qu'il a obtenus et qui ont servi de point de départ aux découvertes électro-magnétiques développées dans les paragraphes 805—808.

Deux fils métalliques, de quelques centaines de pieds de longueur sont disposés sur un même bloc cylindrique de bois, où ils forment

deux hélices parallèles très-voisines, et suffisamment séparées l'une de l'autre par l'interposition d'une étoffe isolante; les extrémités de l'un de ces fils sont mises en contact avec les pôles d'une forte pile, tandis que celles de l'autre fil sont attachées aux deux bouts d'un galvanomètre. On remarque une légère déviation de l'aiguille aimantée, au moment où le courant voltaïque commence à parcourir le premier fil. L'aiguille retourne ensuite au zéro de déviation, et y reste tant que le circuit voltaïque est fermé. Une nouvelle déviation, inverse de la première, a lieu lorsqu'on interrompt le courant. Le sens de ces déviations indique dans le fil galvanométrique un courant, qui est de direction contraire au courant voltaïque voisin, au moment où celui-ci commence, et de même sens au moment où il cesse. Tant que le courant voltaïque persiste, le galvanomètre ne manifeste aucun effet.

Si l'on substitue au galvanomètre une hélice enroulée sur un tube de verre, dans lequel on puisse placer une aiguille non aimantée, les courants passagers qui se manifestent dans le fil influencé, aux instants où le courant voltaïque naît et cesse dans le premier fil, peuvent aimanter l'aiguille qu'on pose dans le tube de verre, soit avant le contact aux pôles de la pile en la retirant avant l'interruption de ce contact, soit après le contact en interrompant le courant avant de la retirer. La position des pôles produits dans l'aiguille est inverse dans le second cas de ce qu'elle est dans le premier. Si l'aiguille n'est placée dans l'hélice qu'après le contact aux pôles de la pile, et qu'on la retire avant l'interruption de ce contact, elle en sort non aimantée. Ces nouveaux faits ne font que vérifier les précédents.

Lorsqu'on dispose deux fils métalliques suffisamment longs, en zigzags parallèles sur deux planches de bois séparées, que l'on puisse approcher ou éloigner l'une de l'autre, si l'on introduit l'un des fils dans un circuit voltaïque, l'autre dans celui d'un galvanomètre, on remarque qu'en les rapprochant, l'aiguille du galvanomètre est déviée, et indique dans le fil influencé un courant contraire de celui qui parcourt le fil conducteur. Lorsqu'on laisse les deux fils à la même distance, l'aiguille retourne au zéro de déviation. Quand on les éloigne, on aperçoit une nouvelle déviation de l'aiguille, inverse de la première, ou qui indique dans le fil influencé un courant de même direction que celui de la pile.

Ainsi, lorsqu'un courant voltaïque commence ou cesse dans un conducteur, son influence a le pouvoir de faire naître, dans des conducteurs voisins, des courants passagers de sens contraire au sien, ou de même sens. Lorsqu'un conducteur, parcouru par un courant vol-

taïque, est approché ou éloigné d'un autre conducteur, il fait naître dans ce dernier un courant inverse ou direct. M. Faraday a donné à ces courants passagers le nom de *courants par induction*. Ces lois générales étant posées, il est facile d'expliquer les courants produits par l'influence des aimants, en regardant le magnétisme comme dû à des courants particulaires. La formation des courants par induction, l'influence voltaïque d'un aimant, mobile dans le voisinage des corps conducteurs et du fer doux, et le magnétisme en mouvement, forment donc une seule théorie physique partielle, qui se rattache à l'électro-dynamique, et au magnétisme proprement dit, par l'hypothèse ingénieuse et féconde de M. Ampère.

QUARANTE-NEUVIÈME LEÇON.

Phénomènes thermo-électriques. — Courants dans les circuits de plusieurs métaux, et d'un seul métal. — Pouvoirs thermo-électriques. — De la pile thermo-électrique. Application à l'étude de la polarisation de la chaleur rayonnante. — Thermomètres thermo-électriques. — Production de chaleur et de froid par les courants voltaïques.

830. Les théories physiques partielles, qui font l'objet des leçons précédentes, signalent plusieurs causes différentes qui font naître des courants électriques, puisque outre les courants voltaïques, que l'on obtient en réunissant les pôles d'une pile par une suite de corps conducteurs, on distingue les courants magnéto-électriques, produits par les aimants, et les courants par induction. Mais d'autres causes peuvent pareillement occasionner le mouvement continu des fluides électriques; il en est une surtout qu'il importe d'étudier, tant pour se garantir de ses effets dans une multitude d'expériences, que pour concevoir plusieurs appareils dont les applications se multiplient tous les jours : cette cause est la propagation de la chaleur dans les substances métalliques. Courants thermo-électriques.

Une simple différence de température entre les parties d'un circuit, composé de métaux, suffit pour faire naître des courants dans ce circuit. Le galvanomètre offre un moyen facile d'étudier ce genre de phénomènes, auxquels on donne le nom de phénomènes thermo-électriques. L'appareil dont s'est servi M. Seebeck, pour constater ce nouvel effet de la chaleur, consiste dans un cylindre de bismuth ou d'antimoine B, soudé vers ses deux bases à une lame de cuivre SMS'; la partie M est entourée d'une étoffe isolante, afin que la main puisse saisir l'appareil, sans donner une issue dans le sol aux fluides électriques développés. Fig. 428.

Lorsque tout le circuit est à la même température, il n'exerce aucune action sur l'aiguille aimantée; mais si l'on échauffe l'une des soudures, S, par exemple, l'aiguille aimantée est déviée dans le voisinage du circuit, et indique un courant dans un sens; le courant est inverse lorsqu'on chauffe l'autre soudure S'. Si les deux soudures sont

également échauffées, il n'y a plus de courant; mais si l'on refroidit ensuite l'une d'elles plus que l'autre, le courant renait. C'est donc à la différence des températures des soudures que l'on doit attribuer l'existence du courant.

Causes des phénomènes thermo-électriques.

831. M. Becquerel a prouvé que les phénomènes thermo-électriques dépendent d'une inégalité dans le mouvement de la chaleur, à travers les différentes parties du circuit. Quand on soude l'une à l'autre les deux extrémités d'un fil de platine, de manière à former un circuit d'un seul métal, si on l'échauffe en un quelconque de ses points, il n'en résulte aucun courant; mais si l'on fait un nœud en quelque endroit, et qu'on échauffe une partie du circuit dans le voisinage de ce nœud, un courant se manifeste; il ne peut évidemment être attribué qu'à une différence dans la propagation de la chaleur, à travers le fil, des deux côtés du foyer.

Fig. 439.

Si le circuit est composé de deux fils, de fer et de cuivre, soudés en *s* et *s'*, que la soudure *s* et les parties adjacentes soient dans un bain de mercure, à une température plus élevée que celle de la soudure *s'*, il y a un courant dont l'intensité ne varie qu'avec la différence de ces températures. Si l'on échauffe la soudure *s*, en portant l'action du foyer sur un point du circuit situé à une petite distance, mais successivement sur la partie fer, et sur la partie cuivre, le courant est de même sens et a la même énergie dans les deux cas, si la température en *s* est la même. Les expériences prouvent que les courants thermo-électriques dépendent uniquement des températures aux surfaces mêmes de contact entre les métaux. M. Becquerel a aussi démontré que ces phénomènes ne sont pas dus à une action chimique, exercée par l'oxygène ou l'humidité de l'air, car ils se manifestent également dans l'hydrogène sec.

Lorsqu'on soude, aux deux extrémités du fil de cuivre d'un multiplicateur, un couple de deux métaux différents aussi soudés entre eux et qu'on élève cette dernière soudure à différentes températures, l'énergie du courant est en général proportionnelle à la température, entre des limites assez éloignées. Mais pour certains métaux accouplés, et lors d'un grand échauffement, cette loi ne subsiste plus. Par exemple, si les métaux employés sont le fer et le cuivre, la loi de proportionnalité énoncée subsiste, sans écart sensible, lorsque la température de la soudure ne dépasse pas 140° centigrades; au delà, l'énergie du courant, d'abord augmente moins rapidement que la température, puis diminue; elle est à peine sensible à 300°; plus loin il n'y a plus de courant, et plus loin encore il change de sens.

Pour reconnaître les intensités relatives des courants électriques

produits par différents couples de métaux, lors d'un même échauffement de leur soudure, M. Becquerel a imaginé de souder, bout à bout, des fils de même diamètre de tous les métaux qu'il voulait éprouver, et de réunir ensuite cette chaîne avec les extrémités du fil d'un multiplicateur; il éleva successivement chaque soudure à la température de 20°, en maintenant toutes les autres à 0°. La disposition adoptée rendant constante la conductibilité du circuit, les énergies des courants obtenus étaient comparables. Les résultats numériques fournis par ces expériences ont conduit M. Becquerel au principe suivant.

832. Lorsqu'un fil métallique est échauffé à l'une de ses extrémités, il y a décomposition de fluide naturel; les particules métalliques qui reçoivent directement l'action du foyer se chargent d'électricité positive, et repoussent l'électricité négative dans tous les sens; les particules suivantes, qui s'échauffent aux dépens des premières, leur prennent de l'électricité positive, et leur donnent de l'électricité négative; il s'opère ainsi sur toute l'étendue du fil une suite de décompositions et de recompositions de fluide naturel, telles que le fluide positif, successivement cédé par une molécule à la suivante, marche de l'extrémité chaude à l'extrémité froide, et que le fluide négatif suit la route contraire. Principe théorique.

Si ce mouvement des fluides électriques peut se continuer dans un circuit complet, il doit en résulter évidemment un courant, analogue à celui de la pile, et ayant le sens suivant lequel la chaleur du foyer se propage dans le métal. C'est l'énergie de ce courant qu'on appelle le *pouvoir thermo-électrique* du métal éprouvé. Ce pouvoir varie, pour une même différence de température, d'un métal à un autre; pour un même métal il augmente avec l'échauffement, mais non suivant la même loi pour tous les métaux. En sorte que pour deux échauffements suffisamment éloignés, il peut arriver que les différences des pouvoirs thermo-électriques de deux métaux aient des signes contraires.

Lorsque deux métaux sont échauffés à leur soudure, ou à leur surface de contact, tandis que leurs autres parties conservent une température constante, et qu'ainsi réunis ils font partie d'un circuit métallique où aucune autre cause ne développe des phénomènes électriques, l'échauffement de la soudure met en activité les pouvoirs thermo-électriques des deux métaux contigus. Deux courants contraires tendent donc à s'établir, et l'énergie du courant observé n'est que la différence de ces pouvoirs thermo-électriques. Cette différence pouvant changer de signe avec le degré de l'échauffement, le courant observé peut aussi changer de sens. Dans tous les cas le courant partira, pour traverser le fil du galvanomètre, du métal dont le pouvoir thermo-électrique est

le plus grand ; en sorte qu'en considérant le couple des deux métaux comme une pile, le métal dont le pouvoir thermo-électrique est le plus faible représentera le pôle négatif, l'autre le pôle positif.

Pouvoirs thermo-électriques des métaux.

833. Lorsqu'on forme avec des fils de différents métaux des circuits galvanométriques, et qu'on échauffe une soudure à 20°, en maintenant les autres à 0°, on observe des courants dont le sens indique que les métaux doivent être rangés dans l'ordre suivant, d'après leurs propriétés thermo-électriques : bismuth, platine, plomb, étain, cuivre, or, argent, zinc, fer et antimoine ; chacun de ces corps étant positif lorsqu'il est accouplé avec l'un de ceux qui le précèdent, et négatif par rapport à ceux qui le suivent. Par exemple, une soudure fer-cuivre étant seule échauffée de 20°, le courant la traverse du cuivre au fer, ou bien marche dans le circuit galvanométrique du fer au cuivre, comme si le fer touchait le pôle positif, et le cuivre le pôle négatif d'une pile. D'après le principe théorique de M. Becquerel, les corps qui forment la série précédente s'y trouvent rangés suivant l'ordre croissant de leurs pouvoirs thermo-électriques.

Les expériences que M. Becquerel a faites sur la chaine de métaux différents dont nous avons parlé (§ 831), lui ont donné les différences des pouvoirs thermo-électriques de ces métaux, par l'échauffemeut à 20° d'une seule des soudures. Dans ces circonstances l'argent, l'or, le zinc et le cuivre, ont à peu près le même pouvoir thermo-électrique ; celui du fer est plus grand ; M. Becquerel, remarquant que ces mêmes relations existent entre les pouvoirs de rayonner la chaleur, que possèdent ces différents métaux, a admis l'hypothèse de l'identité des rapports entre ces deux genres de pouvoirs, pour déterminer un seul des pouvoirs thermo-électriques, celui du fer, et en déduire ensuite tous les autres par les différences observées. Ces pouvoirs thermo-électriques seraient alors représentés par les nombres suivants : fer 133,50, argent 107,30, or 106,80, zinc 106,54, cuivre 105,54, étain 102,95, platine 97,50. Mais, quand même l'hypothèse faite ci-dessus sup. quelque réalité, on ne devrait considérer les nombres précédents que comme particuliers aux circonstances de température énoncées ; il est probable toutefois que leurs rapports ne changeraient pas sensiblement, entre certains degrés d'échauffement, qui pourraient encore être assez éloignés les uns des autres.

Preuves expérimentales du principe établi.

834. Les considérations qui précèdent suffisent pour montrer que le principe théorique, établi par M. Becquerel, explique parfaitement la diversité des phénomènes thermo-électriques, observés dans des circuits métalliques composés de plusieurs métaux. Ce principe suppose qu'une particule pondérable, qui s'échauffe en recevant sa chaleur

d'une particule voisine, prend à celle-ci de l'électricité positive, et lui donne de l'électricité négative. Un grand nombre de faits sont en faveur de cette hypothèse; tel est entre autres ce résultat constant, que de deux corps de même nature, mais à des températures différentes, frottés ou pressés l'un contre l'autre, le plus échauffé s'électrise négativement, et le plus froid positivement. Des phénomènes, plus rapprochés de ceux qui nous occupent, donnent d'ailleurs une grande probabilité à la supposition faite par M. Becquerel, et aux conséquences qu'il en a déduites. On peut d'abord prouver, par une expérience directe, que l'extrémité libre d'un fil métallique se charge d'électricité positive, lorsqu'elle est seule fortement échauffée.

Un fil de platine, étant renfermé dans un tube de verre qu'on ferme à la lampe par un bout, est disposé de telle manière que son extrémité découverte communique avec le plateau inférieur d'un électromètre condensateur à pile sèche, par un disque de papier humide, tandis que le plateau supérieur communique avec le réservoir commun; le bout fermé du tube est entouré de plusieurs spires d'un second fil de platine qui touche au sol par l'autre extrémité. On échauffe fortement la spirale métallique, et les parties du tube qu'elle entoure, à l'aide d'une lampe à esprit-de-vin; on reconnaît alors que le plateau collecteur se charge d'électricité positive. La source de cette électricité est la spirale échauffée, le fluide négatif disparaît dans le sol, et le fluide positif, accumulé dans la spirale par l'action constante de la chaleur, traverse le tube de verre devenu conducteur par sa haute température, et se rend au plateau par le fil de platine intérieur. Une décomposition de fluide naturel semblable doit avoir lieu en sens inverse sur ce dernier fil, à cause de l'inégalité de température de ses deux extrémités; mais l'action de la chaleur étant ici moins directe et moins forte, l'effet produit sur le premier fil doit l'emporter, et déterminer les signes électriques qu'on observe.

835. Dans cette expérience il ne s'agit plus de courant, puisqu'il n'existe pas de circuit fermé sans lequel ce courant ne saurait exister; c'est uniquement de l'électricité libre à l'état de tension, que la chaleur accumule à l'extrémité chaude du fil métallique, comme l'action chimique ou les forces électro-motrices de la pile accumule les fluides à ses deux pôles non réunis. Mais l'épreuve la plus décisive à laquelle on puisse soumettre la théorie des pouvoirs thermo-électriques, consiste dans l'explication qu'elle doit donner des courants qui se produisent dans un circuit composé d'un seul métal, lorsqu'une partie de ce circuit, se trouvant plus fortement échauffée, ne transmet pas sa chaleur avec une égale facilité dans les deux directions.

Courants thermo-électriques dans un seul métal.

Avant d'exposer les faits qui se rapportent à ce genre de phénomènes, et de chercher leur explication, il faut remarquer que le principe posé conduit à cette conséquence : que l'énergie du courant thermo-électrique qui tend à s'établir de la partie chaude à la partie froide d'un fil métallique, ou que les masses de fluide naturel décomposées et recomposées entre les particules, sont proportionnelles au flux de chaleur qui traverse une section du fil, en mettant en jeu sa conductibilité intérieure. D'où il suit que toutes les modifications, qui tendront à réduire l'intensité de ce flux, devront aussi diminuer l'énergie du courant thermo-électrique.. Par exemple, si la surface du fil acquiert un plus grand pouvoir rayonnant, ou une plus grande conductibilité extérieure, la chaleur qui se propage dans le fil se perdra en plus grande proportion par le rayonnement, se transmettra en plus petite quantité de couche en couche, et conséquemment le courant thermo-électrique s'affaiblira.

Un circuit galvanométrique composé d'un seul métal bien homogène, tel que le platine, ne donne aucun indice de courant lorsqu'on chauffe, par la flamme d'une lampe à alcool, un de ses points suffisamment éloigné de la soudure qui réunit ses deux bouts. Ce résultat s'explique facilement : la partie échauffée donne lieu à deux courants inverses et d'égale intensité, dont les effets extérieurs doivent être nuls puisque la chaleur se propage de la même manière, et avec la même facilité, dans le fil, à droite et à gauche du foyer; c'est enfin comme si l'on échauffait une soudure de deux métaux différents, dont les pouvoirs thermo-électriques seraient identiques. Si l'on forme, avec le fil de platine homogène du circuit précédent, plusieurs spires très-voisines, sans interrompre la continuité de ce fil, et qu'on porte le foyer à droite ou à gauche de la spirale, il se manifeste un courant allant de la source de chaleur aux spires; c'est qu'alors les deux courants thermo-électriques inverses qui partent des deux côtés de la source n'ont plus la même intensité. On conçoit en effet que le flux de chaleur doit être augmenté du côté de la spirale, où une plus grande masse de métal se trouve réunie dans un petit espace.

On peut encore obtenir un courant thermo-électrique avec un circuit composé d'un seul métal, aussi homogène que possible, en coupant ce circuit, et formant avec les deux bouts libres deux spirales, desquelles l'une est chauffée à la lampe, puis posée sur l'autre restée froide. On observe alors un courant qui, pour la plupart des métaux tels que le platine, l'or, l'argent, va de la spirale chaude à la spirale froide; mais qui, pour certains métaux compris dans la classe de ceux qui sont facilement oxydables, tels que l'antimoine, le fer et le

zinc, marche au contraire de la spirale froide à la spirale chaude.

Pour se rendre compte de ces différences, il faut remarquer que le courant thermo-électrique, qui tend à s'établir dans le bout du fil échauffé directement, est déjà très-affaibli par un décroissement moins rapide des températures, provenant de la chaleur déjà communiquée aux parties voisines de la spirale, au moment où l'on ferme le circuit; tandis que la spirale froide étant mise alors brusquement en contact avec une source de chaleur, son pouvoir thermo-électrique se développe avec toute son énergie. D'où il suit que si le flux de chaleur qui franchit la surface de contact des deux spirales, est égal ou supérieur à celui qui se propage en sens inverse dans le fil échauffé, le pouvoir thermo-électrique du bout froid doit l'emporter, et le courant marche de la spirale chaude à la spirale froide. Mais si, au contraire, les conductibilités intérieure et extérieure du métal éprouvé, sont telles que le flux de la chaleur qui traverse la surface de contact doive être moindre que celui qui s'écoule dans les parties éloignées du bout échauffé, le pouvoir thermo-électrique de ce dernier sera prépondérant, et le courant électrique observable s'établira de la spirale froide à la spirale chaude.

Lorsque l'expérience précédente est faite sur le cuivre, et que les deux bouts sont bien décapés, il ne se produit pas de courant; ce qui tient à la grande conductibilité du cuivre pour la chaleur, qui est telle que, les deux parties étant mises en contact, la chaleur se propage avec une égale facilité et en même quantité dans les deux sens, comme s'il n'existait pas de solution de continuité. Mais si le bout chaud est recouvert d'une couche d'oxyde, par une application convenable de la flamme, on observe un courant qui va de la spirale chaude à la spirale froide, comme pour le platine, par exemple; c'est qu'alors la conductibilité extérieure du bout échauffé étant augmentée par la couche d'oxyde qui le recouvre, le flux de chaleur qui traverse les sections de cette partie du fil, et qui met en jeu la conductibilité intérieure, diminue par cette circonstance, et devient conséquemment moindre que le flux qui passe dans la spirale froide, dont le pouvoir rayonnant est resté très-faible; le pouvoir thermo-électrique de cette dernière spirale doit donc l'emporter, et le courant naître et se diriger comme l'expérience l'indique.

Dans un circuit composé d'un seul métal, dont les deux bouts sont soudés, on observe quelquefois des courants thermo-électriques, en chauffant une partie éloignée de la soudure; ces courants ne peuvent être attribués qu'à un défaut d'homogénéité du fil; le fer et d'autres métaux dont le pouvoir thermo-électrique est très-grand donnent souvent des courants de cette nature. On peut établir ce principe général:

que toutes les circonstances qui tendent à modifier les lois de la propagation de la chaleur dans un fil métallique, telles que les changements brusques de nature, de densité, d'élasticité, de poli extérieur, des corps étrangers ou des fissures intérieures, tendent à produire des différences dans les énergies des courants thermo-électriques de directions opposées, d'où résulte un courant observable. Par exemple lorsqu'on fait rougir pendant quelque temps une partie d'un circuit de fer, et qu'après son refroidissement on échauffe le fil dans le voisinage de cette partie, on observe presque toujours un courant, dû à ce que la portion du fil, primitivement échauffée au rouge, a subi une altération dans plusieurs de ses propriétés physiques.

Caractère distinctif des courants thermo-électriques.

836. Les courants thermo-électriques, ou produits par l'inégalité des températures dans un circuit métallique, se distinguent des courants voltaïques et magnéto-électriques, en ce qu'ils sont transmis beaucoup plus difficilement à travers les liquides. Le courant thermo-électrique le plus intense n'agit que très-faiblement sur le galvanomètre, lorsqu'on coupe le circuit, et qu'on immerge séparément les deux bouts libres, armés ou non de plaques métalliques, dans un même vase contenant de l'eau, dont la conductibilité est augmentée par des sels ou des acides; et si la distance des plaques ou l'épaisseur de la couche liquide est suffisante, tout indice de courant cesse. Cette propriété négative permet de séparer l'un de l'autre un courant voltaïque, et un courant thermo-électrique, qui suivent un même conducteur. On donne généralement le nom de courants hydro-électriques, à ceux qui ne sont pas arrêtés par les liquides.

De la pile thermo-électrique.

837. L'action de la chaleur qui produit un courant dans un circuit est assez énergique, surtout lorsqu'on accouple des métaux ayant des pouvoirs thermo-électriques très-différents, pour qu'on puisse construire des thermomètres thermo-électriques d'une grande sensibilité. M. Pouillet a formé un thermomètre de cette nature, avec deux plaques de bismuth et de cuivre, soudées par leurs deux extrémités, et disposées de telle manière que le circuit qu'elles forment puisse agir de très-près sur un système d'aiguilles aimantées; en touchant avec la main une des soudures, les aiguilles éprouvent de grandes déviations.

M. Nobili a imaginé un autre thermomètre thermo-électrique composé d'un grand nombre d'éléments de deux métaux différents alternativement soudés les uns aux autres; le polygone qu'ils forment est replié de telle manière que toutes les soudures d'ordre impair soient d'un côté, et toutes celles de l'ordre pair de l'autre côté de la masse totale, qui a la forme d'un cylindre. Tous les éléments sont recouverts latéralement d'une substance isolante; les soudures se

apparaissent libres sur les bases du cylindre. Le tout est enveloppe d'un tube de cuivre, terminé d'un côté par une sorte de miroir parabolique; enfin le polygone est interrompu, pour qu'on puisse fermer le circuit par le fil d'un galvanomètre. Quand on tourne l'axe du miroir parabolique, du côté d'une source de chaleur rayonnante, même très-faible, l'aiguille du galvanomètre est déviée.

Cet appareil est fondé sur cette propriété, constatée pour la première fois par MM. OErstedt et Fourier, que lorsqu'on chauffe de deux en deux les soudures d'un polygone fermé, composé d'éléments de deux métaux différents, alternativement soudés les uns aux autres, en maintenant les soudures intermédiaires à une température constante, le courant multiple qui s'ensuit augmente d'énergie avec le nombre des éléments, quoique dans une proportion plus faible que ce nombre. M. Melloni a perfectionné la pile thermo-électrique; c'est maintenant le plus sensible et le plus exact de tous les appareils qu'on puisse employer pour étudier les lois de la chaleur rayonnante. Le paragraphe 229 contient la description de cet instrument; les applications que M. Melloni en a faites, et les découvertes importantes qui en sont résultées, sont décrites aux paragraphes 230... 241, et 498.

838. Mais les procédés de mesure, et les résultats numériques consignés dans ces chapitres, supposent l'existence d'une table de graduation, qui donne la relation existant entre la déviation et la force du courant thermo-électrique qui la produit. C'est ici le lieu d'indiquer par quels procédés M. Melloni a construit cette table. Il s'est d'abord assuré qu'entre 0° et 20°, la déviation indiquée par son instrument était sensiblement proportionnelle à la force du courant; car, ayant exposé successivement les deux extrémités de la pile, l'une à une première source de chaleur éloignée de manière à faire dévier l'aiguille de 20° dans un sens, et l'autre à une seconde source produisant 10° de déviation dans l'autre sens, il observa qu'en faisant agir ces deux sources simultanément, l'aiguille était déviée de 10°, ou précisément de la différence entre les deux premières déviations. Mais cette proportionnalité n'existait plus pour des déviations supérieures à 20°; par exemple, lorsque les deux sources opposées étaient capables de produire des déviations contraires de 44° et de 42°, en agissant séparément sur la pile, leurs effets réunis donnaient une déviation de 8°; en sorte que la différence des intensités de ces courants équivalait à huit fois l'intensité du courant pris pour unité, quoique la différence des déviations correspondantes ne fût que de deux degrés.

Méthode de graduation de l'appareil thermo-électrique.

D'après cela, M. Melloni étudia la marche de l'aiguille, de 4 en 4 degrés, depuis 20° jusqu'à 44°, en déterminant, comme dans

l'exemple précédent, la différence d'intensité des courants capables de produire les deux déviations séparées par chaque intervalle de quatre degrés. Il put ensuite, par un procédé d'interpolation facile à imaginer, déduire des nombres qu'il avait obtenus dans cette série d'expériences tous les éléments de la table dont il s'agit, jusqu'à 44°, déviation extrême qu'il se proposait de ne pas dépasser. L'étendue de 20°, dans laquelle la déviation s'est trouvée proportionnelle à la force galvanométrique, dépend de la largeur occupée sur la face du cadre, par le fil multiplicateur; elle pourrait être très-différente dans un autre appareil.

Table des arcs d'impulsion.

839. L'aiguille du galvanomètre n'atteint ordinairement sa position d'équilibre qu'après avoir décrit un grand nombre d'oscillations, en sorte que chaque observation exige huit à dix minutes. Pour abréger ce temps, M. Melloni a imaginé de placer au-dessous de l'aiguille un disque de cuivre, sur lequel se trouve collé le limbe de papier qui porte la graduation; l'influence de ce disque amortit rapidement l'amplitude des oscillations, et diminue leur nombre (§ 807). On peut d'ailleurs observer seulement le premier arc décrit par l'aiguille quand elle quitte le zéro pour tendre vers la position d'équilibre que lui assigne l'échauffement inégal de la pile thermo-électrique; cet ar[c] que M. Melloni appelle arc d'impulsion, est plus grand que la déviation qu'il s'agit de constater; mais cette dernière peut s'en déduire à l'aide d'une nouvelle table qui donne les arcs d'impulsion correspondants à toutes les déviations, et qui doit avoir été construite d'avance par une suite d'observations faites avec soin.

Application nouvelle de la pile thermo-électrique.

840. M. Melloni a récemment appliqué son appareil à l'étude d'une nouvelle classe de phénomènes, qui indiquent que la chaleur rayonnante se polarise comme la lumière, par la réflexion, ou par la réfraction, et par son passage à travers les lames cristallisées. L'importance de ces nouveaux faits nous force à les exposer ici. La polarisation de la chaleur avait été annoncée par M. Bernard de Montpellier, et contestée par MM. Powell, Melloni et Nobili; elle fut prouvée pour la première fois d'une manière incontestable par les expériences de M. Forbes, d'Édimbourg. Mais les lois de cette polarisat[ion] ne pouvaient être démêlées qu'en faisant usage de la pile thermo-électrique perfectionnée comme elle l'est maintenant, et M. Melloni devait reprendre cette question, pour expliquer les grandes différences que la nature de la source calorifique, et celle des substances polarisantes apportaient dans les résultats obtenus.

Le moyen qui semble le plus naturel, pour constater la polarisation de la chaleur, consiste à faire traverser aux rayons qui partent d'

source calorifique, le système de deux plaques de tourmaline, que l'on dispose de telle manière que leurs axes soient successivement parallèles et perpendiculaires, et à comparer entre elles les quantités de chaleur qui traversent le système dans ces deux circonstances différentes. Si de ces deux quantités la seconde est moindre que la première, on doit en conclure que la chaleur éprouve en partie, par son passage à travers une des tourmalines, une modification analogue à celle que subit la lumière, et qui rend plus ou moins facile la transmission dans l'autre tourmaline. Mais pour que ce procédé puisse être employé, et conduise à des résultats précis et très-sensibles, il est nécessaire d'augmenter, par un artifice particulier, la quantité de chaleur rayonnée à travers les lames cristallisées.

841. C'est ce que fait M. Melloni, en plaçant le système des deux tourmalines superposées entre deux lentilles de sel gemme, séparées par un intervalle égal à la somme de leurs distances focales. L'une de ces lentilles, large de 10 centimètres environ, est fixée vis-à-vis d'une lampe sans verre; elle reçoit les rayons de cette source, qu'un réflecteur métallique a rendus parallèles. Après leur croisement au foyer, les rayons de chaleur tombent en divergeant sur le système des tourmalines, traversent en partie ce système, et atteignent la seconde lentille, large de 4 centimètres à peu près, qui les réfracte parallèlement à l'axe de la pile thermo-électrique. D'après cette disposition, en supposant que les tourmalines puissent s'échauffer, les rayons de chaleur qu'elles enverraient à la petite lentille en sortiraient très-divergents, et ne pourraient pénétrer qu'en quantités insensibles, dans l'ouverture du canal cylindrique qui précède l'appareil thermo-électrique.

Appareil pour concentrer les rayons de chaleur.

Fig. 440.

Ce moyen de concentrer la chaleur rayonnée librement à travers les lames cristallisées, est assez puissant pour faire dévier de 60 à 80° l'aiguille du galvanomètre, ou l'index de l'instrument; mais on peut diminuer cet effet, en rapprochant la petite lentille du système des lames, ce qui rend plus ou moins divergent le faisceau des rayons qu'elle renvoie vers la pile. Pour changer facilement la position relative des deux tourmalines, elles sont adaptées sur les fonds de deux tambours superposés, desquels l'un est fixe et l'autre mobile; des traits marqués sur leurs bords servent de guides lorsqu'on veut rendre les axes de cristallisation parallèles ou perpendiculaires. La boite formée par ces deux tambours est encastrée, à la hauteur convenable, dans une ouverture circulaire, pratiquée sur la face antérieure d'une caisse métallique qui recouvre la pile et s'étend jusqu'à la table; cette enveloppe a pour but d'éviter les courants d'air, et d'éloigner toute action calorifique étrangère.

Polarisation de la chaleur par les tourmalines.

842. M. Melloni a opéré sur plusieurs couples de tourmalines de différentes couleurs. Ces couples jouissent tous de la propriété d'éteindre presque complétement la lumière la plus vive, lorsque leurs axes de double réfraction sont perpendiculaires. Chacun de ces couples étant disposé sur les tambours, on observe la déviation produite sur l'*index*, quand le rayonnement de la source est établi, et que les rayons de chaleur traversent les deux tourmalines; leurs axes de cristallisation étant d'abord parallèles, puis perpendiculaires, on obtient deux déviations, et par suite deux quantités de chaleur réfractées inégales; la première surpasse toujours la seconde; leur différence, exprimée en centièmes de la première quantité, forme ce que M. Melloni appelle l'*indice de polarisation* du couple de tourmalines éprouvé, pour l'espèce de chaleur qui tombe sur ce couple.

Lorsque la source est la flamme d'une lampe, sans interposition d'aucun corps diathermane, autre que le sel gemme des lentilles et les lames cristallisées, l'indice de polarisation varie entre 3,71 et 21,89, pour les neuf couples sur lesquels M. Melloni a opéré; la plus faible valeur a lieu pour les tourmalines vert foncé, la plus forte pour celles d'un jaune fauve. Si l'on substitue à la lampe des sources de moins en moins intenses, l'indice de polarisation va en diminuant progressivement, pour les couples de tourmalines jaune-fauve et violet-sale; mais il s'élève et s'abaisse ensuite, pour les couples vert-jaunâtre et vert foncé.

Quand le flux de chaleur, émané de la lampe, et qui tombe sur un même couple de tourmalines, a déjà traversé une lampe diathermane, outre la première lentille de sel gemme, l'indice de polarisation atteint des valeurs très-différentes, suivant la nature de la lame interposée. Dans ce nouveau genre d'expériences, il est nécessaire de modifier la distance relative des deux lentilles, pour que l'effet produit sur la pile thermo-électrique, lorsque les tourmalines ont leurs axes parallèles, soit le plus grand possible. En opérant sur le couple de tourmalines jaune-fauve, dont l'indice de polarisation, sans écran diathermane, est 22 environ, on trouve que cet indice ne change pas sensiblement par l'interposition d'un verre dont la couleur n'est pas le bleu-verdâtre; qu'il descend à 3 ou 4, quand le verre est noir opaque, ou vert-bleu; qu'il monte à 66,60 pour les rayons qui ont traversé l'eau distillée ou chargée de différents sels, et à 5,81 pour les rayons qui émergent de l'alun. En opérant sur un couple de tourmalines vertes, dont l'indice de polarisation est 11,50 environ sans écran diathermane, on trouve au contraire que l'interposition des verres noir opaque et vert-bleu ne change pas sensiblement cet indice, et que,

pour les rayons qui traversent des verres d'autres couleurs ou incolores, l'indice s'abaisse à 6,50 environ.

De ces résultats divers, M. Melloni a déduit les conclusions suivantes. Les rayons de chaleur de diverses espèces, lancés, soit par une même source, soit par des sources différentes, sont très-inégalement affectés dans les tourmalines; pour les uns les signes de polarisation sont très-faibles, pour d'autres ils sont comparables à ceux que donne la lumière. Certains couples de tourmalines vertes éteignent les rayons de chaleur les plus polarisables, et transmettent ceux pour lesquels les signes de polarisation sont à peine marqués; d'autres couples, de tourmalines jaunes, se laissant traverser par une grande proportion des rayons de la première espèce, offrent un indice de polarisation très-sensible. L'indice de la polarisation apparente varie beaucoup, pour un même couple, d'une source à une autre, le flux calorifique étant différemment constitué.

Les différences des indices de polarisation calorifique, que présentent les diverses espèces de tourmalines, peuvent s'expliquer en admettant que la première lame de chaque couple polarise complétement tous les rayons de chaleur, de quelque espèce qu'ils soient; c'est-à-dire qu'elle décompose chacun de leurs faisceaux, en deux autres polarisés à angle droit, comme dans le cas de la lumière. Il faut supposer en même temps que la faculté d'absorber les faisceaux polarisés dans le plan de la section principale, varie pour chaque couple de tourmalines avec l'espèce de chaleur; c'est-à-dire que cette absorption peut être totale pour certains rayons, partielle ou même nulle pour d'autres. La polarisation complète de la chaleur rayonnante est en effet prouvée par d'autres séries d'expériences, entreprises par M. Melloni, et dont il n'a pas encore publié les résultats numériques. Ces faits nouveaux sont relatifs à la polarisation de la chaleur par réfraction et par réflexion; on peut les énoncer comme il suit.

843. Dans l'appareil général décrit plus haut, on enlève les tourmalines, et on dispose, derrière la seconde lentille, deux piles de lames très-minces de mica, inclinées sur les rayons incidents d'un angle de 34° à peu près, dans deux plans successivement parallèles et perpendiculaires; la déviation de l'index, très-sensible dans le premier cas, est presque nulle dans le second. On obtient encore le même résultat, en plaçant, sur le trajet des rayons, des lames diathermanes de verres colorés ou noir opaque, d'alun, des auges contenant de l'eau pure ou chargée de sels. C'est-à-dire que, dans tous les cas, l'indice de polarisation est toujours le même, et presque égal à 100. On doit conclure de là qu'une pile de lames de mica polarise presque complétement, par

Polarisation complète de la chaleur par réfraction.

réfraction, toutes les espèces de rayons calorifiques, sous l'angle d
34°, qui est celui de polarisation pour la lumière de toutes couleu

Polarisation complète de la chaleur par réflexion.

844. On laisse la première pile de lames de mica dans la positi indiquée; l'axe de l'appareil thermo-électrique est ensuite dispo suivant la direction des rayons qu'elle réfléchit; et l'on fait traver à ces rayons réfléchis la seconde pile de mica, inclinée sur eux d'u angle de 34°, dans un plan successivement perpendiculaire et paral lèle au plan de réflexion. La déviation de l'index, très-sensible en le premier cas, est presque nulle dans le second, lors même que le rayons de chaleur venant de la source ont traversé une lame diather mane quelconque. On doit pareillement conclure de ce fait que l réflexion des rayons calorifiques sur le mica, opérée sous l'angle d 34° environ, polarise complétement ces rayons, de quelque espè qu'ils soient.

Si dans ces deux expériences on place sur le trajet des rayons chaleur une lame cristallisée, dont la section principale fasse succes sivement des angles différents avec les plans de polarisation de ce rayons, on obtient des effets thermo-électriques successivement plus intenses, qui démontrent que la chaleur rayonnante éprouve absolu ment les mêmes modifications que la lumière, en traversant les sub stances bi-réfringentes. En un mot, les rayons de chaleur possèdent toutes les propriétés des rayons lumineux et éprouvent de la part d milieux pondérables des actions analogues. La preuve de cette iden tité constitue une des découvertes les plus importantes de la physiq actuelle; elle se trouve liée à la théorie de l'électricité, par la natu même de l'appareil qui seul a pu l'établir; et d'après le grand no bre de faits dont elle suppose la connaissance, il eût été difficil l'exposer plus tôt.

Thermomètres thermo-électriques.

845. L'appareil thermoscopique de M. Melloni n'est pas le seul t momètre fondé sur les propriétés thermo-électriques des circuits talliques hétérogènes. M. Becquerel et d'autres physiciens ont se fait usage, pour comparer les températures, d'un circuit compo deux fils de métaux différents, plus ou moins longs, et soudés en ble; le circuit s'enroule en partie sur le cadre d'un galvanomè Dans leurs parties extérieures les deux fils sont recouverts d'une cou isolante, de gomme laque, de verre ou de porcelaine, à l'exce des soudures qui doivent être libres; ces fils peuvent alors être nis parallèlement sans inconvénient. Une des soudures étant e dans un milieu dont la température est connue, l'autre est au point qu'on veut explorer; la grandeur et le sens de la dév lorsque le galvanomètre a été primitivement gradué, indiq

différence des températures des deux soudures, et par suite celle de la seconde.

Les deux métaux doivent être choisis de telle sorte que les forces galvanométriques, correspondantes aux déviations de l'aiguille, puissent être regardées comme proportionnelles aux différences de chaleur que l'on se propose d'observer. Ainsi, s'il s'agit de basses températures, on peut employer le fer et le cuivre, dont les pouvoirs thermo-électriques sont très-dissemblables ; ce sont les métaux dont on se sert pour étudier les variations de la température dans les différentes couches, soit d'une masse d'eau profonde, comme l'ont fait MM. Becquerel et Breschet sur le lac de Genève, soit de l'atmosphère, comme l'ont entrepris plusieurs physiciens. S'il s'agit au contraire de mesurer de très-hautes températures, il faut que les deux fils aient des pouvoirs thermo-électriques presque égaux; on peut alors employer le platine et le palladium, comme l'a fait M. Becquerel, pour comparer les températures des différentes parties d'une flamme, et celles d'un four à porcelaine.

846. L'exactitude des résultats fournis par ce genre d'instrument dépend en grande partie de la perfection de sa graduation, ou du soin apporté dans la construction de la table qui donne les forces ou les énergies des courants thermo-électriques, produisant les différentes déviations de l'aiguille du multiplicateur. Voici le procédé indiqué par M. Becquerel pour effectuer cette graduation. Après avoir choisi les métaux qu'il convient d'accoupler, on en compose quatre circuits tout à fait semblables, que l'on entoure d'une substance isolante, afin de pouvoir former en les réunissant un faisceau que l'on enroule sur le cadre du galvanomètre ; les parties de ces circuits qui sont en dehors du cadre sont séparées, et doivent contenir toutes les soudures. Les deux soudures de chaque circuit, renfermées dans des tubes de verre recourbés, peuvent être exposées, l'une dans un vase contenant de la glace fondante, l'autre dans un bain de mercure muni d'un thermomètre, et que l'on échauffe plus ou moins par une lampe à alcool placée au-dessous. Graduation des thermomètres thermo-électriques.

D'après ces dispositions, un seul circuit rendu actif, tandis que les trois autres restent inertes ou conservent la même température dans toutes leurs parties, produira une force galvanométrique représentée par l'unité, pour une certaine température du bain. Si deux des circuits deviennent actifs par la même différence de température, on aura une force double ; enfin une force triple ou quadruple, si trois des circuits, ou tous les quatre sont traités de la même manière. Les déviations observées sur le galvanomètre correspondront donc dans ces qua-

tre cas à des forces qui seront entre elles comme les nombres 1, 2, 3...

Si l'on répète ces expériences en élevant successivement la température du bain, on pourra parcourir toutes les déviations comprises dans un quadrans, et assigner les rapports d'énergie des courants qui les produisent.

La table proposée étant ainsi construite, on pourra, si on le juge nécessaire, défaire l'appareil pour le remonter avec un seul circuit qui fasse le même nombre de tours sur le cadre du galvanomètre; les spires de ce circuit unique occupant sur le cadre les mêmes positions que celles du faisceau primitif. Les résultats des observations pourront être facilement exprimés, à l'aide de la table, en unités de forces galvanométriques; pour les traduire ensuite en degrés de température, il suffira de déterminer, par une expérience directe, la force correspondante à une différence donnée des températures des deux soudures, prise pour unité.

Inégalité de température produite par les courants voltaïques.

847. Si le mouvement de la chaleur produit des courants électriques, on sait qu'inversement le mouvement de l'électricité dégage de la chaleur (§ 789); mais les phénomènes thermo-électriques sont conjugués à une autre classe de faits dont la réciprocité est plus parfaite encore. La production des courants dans un circuit composé de plusieurs métaux, lorsque les températures des soudures sont rendues inégales, conduit à rechercher si des courants provenant de toute autre cause, et traversant un circuit hétérogène, n'occasionnent pas des différences de température aux soudures métalliques de ce circuit. Cet effet inverse résulte d'expériences faites, par M. Peltier, sur les courants voltaïques assez faibles pour ne pas échauffer les métaux traversés au point de rendre impossible tout procédé de mesure.

Voici la description des appareils dont se sert M. Peltier. Il mesure les températures des différentes parties d'un conducteur hétérogène, réunissant les deux pôles d'un simple élément voltaïque, à l'aide d'un genre de thermomètre thermo-électrique, composé de deux couples bismuth et antimoine, réunis par des fils métalliques qui complètent un circuit galvanométrique. Ces couples sont disposés de telle sorte que leurs soudures, rapprochées de manière à pincer la partie du conducteur interpolaire qu'on veut explorer, puissent s'échauffer aux

FIG. 432.

dépens de la chaleur produite dans ce conducteur, et que les échauffements de ces deux soudures occasionnent des courants thermo-électriques concordants dans le circuit dont elles font partie.

La déviation de l'aiguille mesure l'énergie du courant multiple et par suite la température des soudures, ou de la partie touchée du conducteur; les extrémités libres des deux couples, et le reste du circuit

sont à la température du lieu, et, suivant que l'aiguille est déviée dans un sens ou dans l'autre, elle indique au point exploré une élévation ou un abaissement de température. Le circuit dont fait partie le conducteur hétérogène, soumis à l'expérience, comprend une lame de cuivre offrant un cercle gradué que surmonte une aiguille aimantée, appareil qui sert à mesurer l'énergie du courant voltaïque.

M. Peltier a d'abord étudié l'élévation de température d'un fil conducteur homogène, parcouru par un faible courant voltaïque. Cette élévation de température est la même sur toute la longueur du fil, à l'exception des deux ou trois centimètres situés vers les extrémités; là elle est plus forte ou plus faible, suivant la nature des attaches ou des pinces qui retiennent le fil. L'intensité du courant pour un fil de même longueur croît avec la surface immergée de l'élément voltaïque, et si l'on emploie des fils de longueurs différentes, on peut reproduire un courant de même intensité, en immergeant plus ou moins l'élément; or, lorsque ce courant d'intensité constante est obtenu, l'accroissement de température qu'il produit dans le fil reste le même quelle que soit sa longueur; d'où l'on doit conclure que cet accroissement dépend de la quantité d'électricité qui achève de parcourir le circuit.

Mais les résultats les plus remarquables, obtenus par M. Peltier, sont les inégalités de température, manifestées par la pince thermo-électrique, aux soudures des métaux différents introduits dans le circuit voltaïque. Pour énoncer de suite l'ensemble de ces résultats, nous conviendrons d'appeler *sens direct*, par rapport à une soudure, celui du courant thermo-électrique qui serait produit, si cette soudure, faisant partie d'un circuit tout métallique, était seule échauffée directement. Ainsi le courant sera direct s'il traverse la soudure du métal dont le pouvoir thermo-électrique est le plus faible, au métal dont le pouvoir thermo-électrique est le plus grand; il sera inverse dans le cas contraire.

Cela posé, M. Peltier a constamment trouvé qu'une soudure de deux métaux différents acquérait une température sensiblement plus grande par un courant inverse, que par un courant direct de même intensité que le premier. Comparée à la température du lieu, celle de la soudure est toujours plus forte sous le courant inverse; mais sous le courant direct, elle est souvent plus faible, c'est ce qui a lieu pour des courants peu intenses, et quand les métaux accouplés ont des pouvoirs thermo-électriques très-différents. Par exemple, une soudure bismuth-antimoine, qui s'échauffe lorsque le courant est inverse, ou qu'il marche de l'antimoine au bismuth, se refroidit au contraire lorsque le courant est direct, ou qu'il marche du bismuth à l'antimoine.

Froid produit par un courant voltaïque.

848. Pour bannir tout doute sur la réalité de l'abaissement de température, signalé dans cette dernière circonstance, M. Peltier a substitué à la pince thermo-électrique un thermomètre à air. Le couple bismuth-antimoine fut disposé de telle manière que, la soudure étant au milieu de la boule de verre, les barreaux traversaient les parois dans des ouvertures dont les joints furent soudés; le tube capillaire du thermomètre plongeait dans un liquide coloré. Le couple étant alors traversé par un courant direct, on voyait le liquide s'élever dans le tube, ce qui indiquait le refroidissement de la masse d'air intérieure, et conséquemment celui de la soudure.

Fig. 442.

D'après la loi générale qui résume les nouveaux faits découverts par M. Peltier, on voit qu'un circuit, comprenant plusieurs métaux soudés bout à bout, et traversé par un courant voltaïque, doit offrir des températures inégales, les soudures pour lesquelles le courant est inverse s'échauffant toujours plus que celles pour lesquelles ce courant est direct. Il est à remarquer que cette inégalité de température, une fois établie, tend à produire un courant thermo-électrique toujours opposé à celui qui parcourt forcément le circuit. Mais les effets de ce courant contraire sont détruits par le liquide où plonge l'élément voltaïque, lequel s'oppose à la libre circulation des courants thermo-électriques. M. Peltier n'a pas énoncé les résultats de ces expériences comme nous venons de le faire : au lieu de comparer les métaux sous le rapport de leurs pouvoirs thermo-électriques, il les distingue par les différences de leurs conductibilités, sur lesquelles on possède encore des données peu certaines; ce qui conduit à des anomalies apparentes, qui disparaissent complétement dans le mode de coordination que nous avons adopté.

CINQUANTIÈME LEÇON.

Électro-chimie. — Courants produits par des actions chimiques. — Théorie électro-chimique de la pile. — Effets chimiques de la pile, Applications. — Conductibilités des métaux. Diversités des courants. Ondes électriques. — Polarité électrique des lames métalliques. Piles secondaires. — Définition théorique des courants électriques. — Considérations sur la théorie de l'électricité. — Relations de l'électricité avec la chaleur et la lumière. Spectres des étincelles électriques. De l'aurore boréale.

Courants produits par des actions chimiques.

849. Le développement des fluides électriques dans les actions chimiques, et réciproquement le pouvoir de détruire et d'opérer des combinaisons que possède l'électricité en mouvement, constituent une science séparée, à laquelle on donne le nom d'*électro-chimie*. Ses applications sont devenues trop nombreuses, pour qu'elle puisse maintenant faire partie du cours de physique ; d'ailleurs presque tous les phénomènes qu'elle embrasse dépendent du rapport des affinités qui existent entre les substances pondérables, et cette circonstance établit sa liaison intime avec la chimie, dont elle emprunte à chaque instant les dénominations, et qu'elle éclaire de ses résultats.

On ne peut donc entrer ici dans tous les détails nécessaires pour donner une idée complète de cette science ; nous devons nous borner à énoncer quelques lois générales, et à décrire les appareils qui servent à les constater. Le principe général du développement de l'électricité dans les actions chimiques peut s'énoncer ainsi : quand deux corps se combinent, du fluide naturel est décomposé, celui qui joue le rôle d'acide se charge d'électricité positive, et celui qui se comporte comme un alcali ou une base prend l'électricité négative. Cette loi importante a été établie d'une manière incontestable par M. Becquerel, l'un des créateurs de l'électro-chimie ; voici plusieurs expériences faites par ce physicien.

De l'acide nitrique étant versé dans une capsule de porcelaine, on y plonge en même temps une même longueur de deux fils d'or ou de platine, dont les autres bouts sont mis en communication avec le fil d'un multiplicateur très-sensible ; on n'observe alors aucun courant ;

mais si l'on verse près de la partie immergée de l'un des fils quelques gouttes d'acide hydrochlorique, afin de former de l'eau régale qui puisse attaquer le métal le plus voisin, la déviation du galvanomètre signale un courant, dont le sens indique que le métal attaqué prend l'électricité négative, et l'acide l'électricité positive. On peut aussi se servir d'une pince de platine, qui retient une lame d'or enveloppée de papier joseph, et que l'on plonge dans l'acide nitrique; le manche de la pince s'attache à l'un des bouts du multiplicateur, tandis que l'autre bout se termine dans le liquide par une lame de platine : aussitôt que l'on verse une goutte d'acide hydrochlorique dans le voisinage de la lame d'or immergée, l'aiguille est déviée, et le courant suit la même direction que dans l'expérience.

Le même procédé est applicable à tous les métaux ; mais on observe quelquefois des courants variables d'intensité et même de sens ; ce qui tient à plusieurs causes pouvant produire simultanément des courants sensibles plus ou moins concordants. En effet, quand un métal est attaqué par un liquide, il y a : 1° production de chaleur, 2° formation d'un composé, 3° action de ce composé sur le métal, 4° enfin action de ce même composé sur le liquide ambiant ; ce qui donne quatre causes distinctes de développement d'électricité, dont il est souvent impossible de séparer les effets. Les faits suivants prouvent l'existence de courants produits par ces quatre causes.

Si lors du premier appareil cité plus haut, appliqué à deux fils d'or on échauffe un des fils avant de les plonger simultanément dans l'acide nitrique, on observe un courant qui marche du bout froid au bout chaud ; c'est-à-dire que le premier prend au liquide l'électricité négative. Dans cette expérience il n'y a aucune action chimique ; la différence des températures est la seule cause à laquelle on puisse attribuer l'effet observé. Lorsqu'on substitue aux fils d'or, deux fils de cuivre, et qu'on les plonge en même temps et à la même température dans l'acide nitrique, on n'observe aucun courant, parce que les deux fils sont également attaqués ; mais si leur immersion n'est faite que successivement, le bout plongé le dernier étant le plus attaqué au moment où le circuit se trouve fermé ; on observe un courant dont le sens indique que ce bout prend au liquide l'électricité négative. L'inégale intensité de l'action chimique doit ici reproduire une inégalité correspondante de température dans les deux fils, laquelle tend à produire un courant inverse de celui qu'on observe ; ces deux courants coexistent nécessairement, mais celui dû à la différence des actions chimiques prédomine.

Courants produits par des liquides.

850. Pour constater le développement de l'électricité dans l'action mutuelle de deux liquides, on peut se servir de plusieurs appareils

Les deux bouts du multiplicateur se terminent par des lames de platine dans deux capsules contenant de l'acide nitrique, et que l'on réunit par une mèche de coton imbibée d'eau; on verse ensuite doucement, vers le milieu de cette mèche, une goutte de chacun des deux liquides dont on veut étudier l'action mutuelle; au moment de leur contact on observe un courant dont le sens indique les états électriques des deux liquides, lors de leur combinaison. Autrement, les deux capsules, qui reçoivent les bouts en platine du multiplicateur, sont séparément remplies des deux liquides dont on veut étudier l'action; on les réunit par une lame de platine doublement recourbée, et il n'y a pas encore de courant observable; mais si sur cette lame de platine on dispose une mèche d'amiante qui mette en communication les deux dissolutions, le courant dû à leur action mutuelle est bientôt manifesté. Enfin on peut se servir d'une cuiller de platine attachée à l'un des bouts du galvanomètre, et dans laquelle on verse un des liquides; puis on y plonge une lame de platine fixée à l'autre bout, après l'avoir préalablement mise en contact avec la seconde dissolution. Le même appareil peut servir pour étudier l'action d'une substance solide sur le liquide de la cuiller; il suffit de substituer à la lame de platine une pince du même métal qui maintient un morceau de cette substance.

Quand les deux liquides éprouvés sont un acide et un alcali, le sens du courant indique toujours que l'acide prend l'électricité positive, et l'alcali l'électricité négative. Dans l'action dissolvante de l'eau sur un acide, l'eau se comporte comme un alcali; lors de son action sur un alcali elle joue le rôle d'un acide. L'acide phosphorique est toujours positif lorsqu'il se dissout dans d'autres acides. L'acide nitrique est positif avec les acides hydrochlorique, acétique, nitreux, négatif au contraire avec les acides sulfurique, phosphorique. Lors de l'action mutuelle de deux dissolutions de sels neutres, la plus saturée prend l'électricité positive; si les sels dissous sont acides ou alcalins, les deux liquides se conduisent comme des acides ou des alcalis. Les doubles décompositions de sels neutres s'opèrent sans dégagement d'électricité.

Dans toutes les expériences qui servent à constater ces lois générales, l'emploi des lames de platine comme corps conducteurs, destinés à fermer le circuit galvanométrique, exige des précautions préliminaires; car les corps étrangers qui adhèrent presque toujours à la surface de ces lames pourraient produire des courants secondaires qu'il importe d'éviter (§ 861). On y parvient en lavant les lames de platine dans l'acide nitrique, puis dans l'eau distillée, les faisant rougir, et les laissant ensuite quelque temps en contact avec les liquides dans lesquels elles doivent être immergées.

Courants dus à l'action des liquides sur les métaux.

851. Lorsqu'on veut étudier le développement de l'électricité dans l'action d'un liquide sur un métal, la réaction de ce même liquide sur le composé qui se forme complique le résultat par un effet électrique étranger, qu'il est souvent impossible d'en séparer. Si l'on plonge deux lames d'or, communiquant aux deux bouts du galvanomètre, dans deux capsules remplies d'acide nitrique, et réunies par une mèche d'amiante, une goutte d'acide hydrochlorique versée dans l'une des capsules rend négative la lame d'or qui s'y trouve; mais on obtient le même résultat en y versant une goutte, non d'acide hydrochlorique, mais d'hydrochlorate d'or; c'est-à-dire que l'action de ce composé sur l'acide nitrique rend l'acide positif comme lors de l'action chimique; d'où il suit que dans le premier cas, aussitôt que l'acide hydrochlorique est introduit, l'action chimique qui se produit, et celle du composé sur le liquide ambiant, peuvent concourir toutes deux à produire le courant observé.

Le seul moyen dont on puisse disposer pour affaiblir, sinon annuler, la réaction du composé, consiste à remplir les deux capsules avec une dissolution de ce composé lui-même. Par exemple, si l'on plonge deux lames de cuivre, terminant le fil du multiplicateur, dans deux capsules remplies d'une dissolution de nitrate de cuivre, une goutte d'acide nitrique versée dans une des capsules rend négative la lame qui s'y trouve; et cet effet doit être attribué à l'action chimique, car le nitrate de cuivre qui se forme ne peut exercer qu'une action très-faible sur la dissolution du même sel qui l'environne. On constate le même effet électrique, dû à l'action chimique d'un acide sur un métal, en opérant de la même manière, sur l'étain avec son sulfate, le zinc avec son nitrate, le fer avec son hydrochlorate, le plomb, l'antimoine, le bismuth avec leurs dissolutions respectives; l'acide introduit dans l'une des capsules étant le même que celui du sel dissous. Dans ces différents cas le sens du courant indique que la lame de métal attaquée prend au liquide l'électricité négative. Mais le zinc et le fer, dans des dissolutions de leurs sulfates, deviennent positifs au contraire par l'addition d'une goutte d'acide sulfurique; cette anomalie est encore inexpliquée.

Lorsque les deux bouts du multiplicateur, terminés par des lames de métaux différents, plongent dans deux capsules contenant un même liquide, et réunis par une mèche de coton ou d'amiante, si les deux métaux sont attaqués, le sens du courant indique généralement celui qui l'est plus fortement. Par exemple, quand on prend pour liquide de l'acide sulfurique très-étendu, et pour métaux le zinc et le cuivre, le zinc prend l'électricité négative comme s'il était seul attaqué. La

dans toutes les expériences de cette nature, les composés qui se forment réagissent sur les métaux et sur eux-mêmes, en sorte que la cause du courant observé est toujours très-complexe. Si, toujours dans le cas du zinc et du cuivre, le liquide des capsules est une dissolution saturée de sulfate de zinc, il y a un courant qui va du zinc au liquide, comme pour l'acide sulfurique étendu; cet effet prouve évidemment que la dissolution agit sur les deux métaux et plus fortement sur le zinc. Si la capsule où plonge le cuivre contient une dissolution saturée de sulfate de zinc, le courant qu'on observe, et qui est très-énergique, va encore de la seconde capsule à la première; dans ces circonstances l'effet électrique doit être attribué à l'action mutuelle des deux dissolutions, et indique que le nitrate de cuivre est positif par rapport au sulfate de zinc; une goutte d'acide nitrique versée du côté cuivre, une goutte d'acide sulfurique du côté zinc, ne changent pas sensiblement l'énergie du courant; ce qui prouve que la réaction des deux liquides est la cause principale.

Causes d'affaiblissement des courants hydro-électriques.

852. L'intensité du courant produit par une action chimique ne dépend pas uniquement de l'énergie de cette action; par exemple, avec des acides très-concentrés on observe souvent des effets beaucoup plus faibles qu'avec ces mêmes acides étendus. Pour se rendre compte de ces anomalies, il faut considérer que les fluides électriques séparés dans l'acte de la combinaison chimique, se neutralisent presque complétement au lieu même où elle s'opère, en sorte que le fil du galvanomètre ne livre passage qu'à la faible portion de ces deux fluides qui échappe à une recomposition immédiate. D'après cela, le plus ou le moins de conductibilité des substances complétant le circuit, doit avoir une grande influence sur l'intensité du courant qui le parcourt. M. Delarive a étudié avec soin cette cause de variation dans l'intensité des courants, et déduit de cette étude l'explication d'un grand nombre de faits anomaux; il a remarqué qu'un changement brusque de conducteur dans le circuit diminue l'énergie du courant observé.

Si dans une caisse contenant un liquide qui fait partie d'un circuit voltaïque, on place une cloison métallique, de platine par exemple, que le courant soit obligé de traverser, le galvanomètre indique que cette interposition diminue l'énergie du courant, quoique la lame de platine soit un corps meilleur conducteur que le liquide. Cette lame diminue donc la quantité d'électricité qui traverse le liquide; si l'on interpose une seconde lame, il en passe encore moins. On doit conclure de là, que l'électricité éprouve de la difficulté et une perte, dans son passage d'un conducteur à un autre, comme la chaleur et la lumière. L'analogie devient plus frappante encore, quand on observe que la

perte faite par le courant, et mesurée à l'aide du galvanomètre, moindre pour la seconde lame de platine que pour la première, m dre pour la troisième que pour la seconde. Ainsi l'électricité, com la chaleur rayonnante, éprouve moins de peine à traverser un mi lorsqu'elle a déjà parcouru un milieu de même nature; ou plus gé ralement, elle surmonte plus facilement les résistances qui s'oppos à son mouvement, lorsqu'elle a déjà surmonté des résistances a logues.

Théorie électro-chimique de la pile. **852.** Les effets électriques que l'on observe dans un circuit ai pèrent des actions chimiques ne peuvent s'expliquer complètem en adoptant exclusivement l'idée de Volta. Dans les expériences cit aux paragraphes 849, 850, 851, il y a bien plusieurs soudures de m taux différents, mais les divers contacts métalliques d'un même c cuit sont presque partout placés symétriquement, et de telle mani que les forces électro-motrices dussent détruire mutuellement le effets; tandis que l'on observe un courant souvent très-énergiq qui varie même de direction suivant la nature des liquides interp sés. Il faut donc admettre le développement de l'électricité dans l actions chimiques; on est alors conduit à regarder ce développemen comme l'unique cause des phénomènes de la pile (§ 781). Dans cet hypothèse, l'équilibre des fluides électriques à l'état de tension, a deux pôles de l'appareil voltaïque, s'explique comme il suit.

Considérons, pour fixer les idées, le cas d'une pile à auges, for avec des couples de plaques cuivre et zinc, et contenant comme liqu interpolaire de l'acide sulfurique étendu d'eau. Il y aura autant sources d'électricité dans l'appareil, qu'il y a de surfaces planes de z susceptibles d'être attaquées par le liquide. Dans chaque case, l'act chimique de l'acide sulfurique, sur le zinc qui forme une de ses par donnera lieu à un dégagement d'électricité positive vers le liquide d'électricité négative vers le zinc. L'électricité positive conduite le liquide, et par la paroi cuivre, ira recomposer du fluide nat avec le fluide négatif recueilli sur le zinc du couple suivant. L'élec cité négative, conduite par le zinc et le cuivre, ira aussi recompo du fluide naturel avec le fluide positif du liquide de la case précéd Ainsi les électricités, développées aux parois attaquées des auges su cessives, se recombineront vers les parois qui ne le sont pas.

Il n'y aura que l'électricité positive répandue dans la dernière liquide à une extrémité de la pile, et l'électricité négative rel le dernier couple à l'autre extrémité, qui ne pourront se recom immédiatement avec des fluides contraires voisins. Ces fluides, a mulant aux pôles par la continuité de l'action chimique, et acqué

ainsi des tensions de plus en plus grandes, il arrivera bientôt un moment où ces tensions, et les attractions que ces masses de fluides contraires exerceront l'une sur l'autre, seront suffisantes pour vaincre toutes les résistances que la pile oppose à leur passage et à leur combinaison. A partir de cette époque, les tensions extrêmes conserveront des intensités constantes, et les nouvelles quantités de fluides contraires, toujours développées par les actions chimiques, se combineront, soit de suite à chaque paroi, soit en traversant une certaine étendue de la pile.

On concevra facilement que les cases et les éléments extrêmes ne seront pas les seuls qui devront manifester de l'électricité libre, lorsque les tensions auront acquis leurs limites stationnaires. En assimilant la tension d'un fluide électrique libre à la pression d'un fluide pondérable, il devra y avoir une différence entre les tensions des masses fluides, séparées par une surface qui opposera une certaine résistance au passage de l'électricité; cette différence sera en quelque sorte la mesure de cette résistance. Ainsi la tension de l'électricité devra être de plus en plus petite, à mesure que l'on considérera des éléments de la pile de plus en plus éloignés de l'un de ses pôles. Si la pile est isolée, chacune de ses moitiés sera électrisée de la même manière que le pôle qui la termine, et le fluide correspondant aura une tension décroissante, du pôle vers le milieu de la pile. Si un des pôles est en communication avec le sol, toute la pile sera chargée par le fluide libre accumulé au pôle opposé, et qui, tendant à s'écouler dans le sol, se répandra dans toutes les cases, et y manifestera une tension, décroissante d'un pôle à l'autre, en quelque sorte proportionnelle, en chaque section, au nombre des obstacles offerts à l'électricité, et qui la séparent du sol.

Lorsque le nombre des éléments d'une pile devient plus considérable, le nombre des obstacles que les fluides accumulés doivent surmonter pour se recombiner, augmentant, les tensions extrêmes doivent atteindre plus tard leurs limites stationnaires, et conséquemment devenir plus grandes. Mais il ne faut pas oublier que les masses fluides, répandues à l'état de tension dans toute la pile, proviennent des décompositions chimiques opérées dans les cases extrêmes, qu'elles sont arrivées aux lieux qu'elles occupent après avoir traversé toutes les cloisons précédentes, et qu'elles sont conséquemment, d'après les faits cités plus haut (§ 852), plus propres à vaincre de nouveaux obstacles pour se mettre en mouvement. On concevra aisément, d'après cela, que les tensions aux pôles de la pile doivent augmenter dans une proportion moindre que le nombre des éléments.

Ainsi les tensions aux pôles d'une pile doivent être d'autant plus grandes que les résistances opposées au mouvement de l'électricité, dans l'intérieur de l'appareil, sont plus puissantes et plus nombreuses; c'est l'ensemble de ces résistances qu'on appelle la conductibilité intérieure de la pile. Le temps qu'un des pôles de la pile emploie à charger le condensateur, celui qu'une pile déchargée met à se recharger, doivent dépendre à la fois, et de la conductibilité intérieure de la pile, et de l'activité de l'action chimique, que nous considérons ici comme l'unique cause des phénomènes électriques que manifeste l'appareil.

Il suffit d'énoncer ces premières conséquences de la théorie électro-chimique de la pile, pour reconnaître qu'elle est d'accord avec les faits. Si l'on joint à ces conséquences toutes les considérations qui accompagnent l'exposé des phénomènes produits par la pile (§§789,790), on aura l'idée la plus exacte que l'on puisse se former aujourd'hui de la nature de cet appareil. La théorie électro-chimique de la pile est fondée, comme la théorie de Volta, sur un fait et sur un principe : ici le fait est le développement de l'électricité dans toute action chimique; le principe consiste en ce que les tensions d'un fluide libre diffèrent de part et d'autre d'un obstacle à franchir, ou d'une résistance à vaincre, la tension étant plus grande avant qu'après l'obstacle, dans le sens où le fluide se meut, et la différence de ces deux tensions mesurant en quelque sorte la résistance opposée par cet obstacle au mouvement de l'électricité.

Décompositions chimiques produites par la pile.

854. Lorsque les deux pôles d'une pile sont réunis par un conducteur, homogène ou hétérogène, l'accumulation des fluides à l'état de tension n'a plus lieu en général. Les fluides développés dans les auges intermédiaires aux parois attaquées se recombinent toujours vers celles qui ne le sont pas; tandis que le fluide positif développé dans le liquide de la dernière auge, à une extrémité de la pile, suit le conducteur interpolaire, pour aller neutraliser le fluide négatif repoussé sur le couple métallique qui termine l'autre extrémité. Si le conducteur interpolaire est hétérogène, s'il se compose, par exemple, de métaux et de liquides, les obstacles qu'il offre au passage de l'électricité doivent déterminer des différences de tension des fluides sur les deux côtés de chaque obstacle; et ce sont sans doute ces différences qui occasionnent les phénomènes chimiques produits par la pile. Quoi qu'il en soit, le pouvoir que possède l'appareil voltaïque d'opérer des décompositions, prouve que, si les actions chimiques développent de l'électricité, réciproquement l'électricité en mouvement peut séparer les éléments d'un composé.

Dans cette séparation, il arrive toujours que l'élément qui jouait le

rôle d'acide tend vers le pôle positif avec le courant négatif, et le second vers le pôle négatif avec le courant positif. Ce résultat constant s'explique en admettant qu'au moment de la décomposition l'élément acide se charge d'électricité négative, et l'élément alcalin d'électricité positive; c'est par cette raison que le premier composant est dit électro-négatif, et le second électro-positif. On est ainsi conduit à reconnaître, dans l'acte d'une décomposition chimique, un partage de fluide naturel, inverse de celui qui se manifeste lors d'une combinaison. L'étude des phénomènes chimiques de la pile faisant essentiellement partie du cours de chimie, nous devons nous contenter de joindre au fait, déjà décrit, de la décomposition de l'eau (§ 791), l'énoncé de plusieurs autres faits généraux qui puissent indiquer les circonstances qui favorisent l'efficacité de l'appareil voltaïque, dans son application la plus importante.

Pour décomposer un sel soluble, il faut le dissoudre dans l'eau, on fait ensuite plonger dans cette dissolution les deux réophores d'une pile. Alors l'acide du sel se transporte au pôle positif, la base ou l'alcali au pôle négatif. Lorsque la pile est assez forte, et que l'acide ou la base sont facilement décomposables, le phénomène peut se compliquer davantage; par exemple, quand la base est un oxyde métallique, il arrive souvent que l'acide et l'oxygène se transportent au pôle positif, et que le métal pur apparaît seul au pôle négatif. Enfin, comme la décomposition du sel est accompagnée de celle de l'eau, si le fil métallique formant le réophore positif est facilement oxydable, il s'oxyde et se combine avec l'acide de manière à former un nouveau sel.

En général, si l'on emploie plusieurs vases remplis de différentes dissolntions, et communiquant entre eux par des mèches d'amiante humectées, lorsque les deux réophores plongeront dans les vases extrêmes, le résultat final sera que tous les acides se trouveront dans le vase où plonge le pôle positif, les bases dans celui où plonge le pôle négatif. On peut rendre ce résultat apparent, en mélangeant aux dissolutions salines des couleurs végétales qui changent par le contact des acides et des alcalis; en prenant par exemple pour ces réactifs colorés, des teintures de tournesol, de radis violet, ou de choux rouge, qui rougissent par les acides et verdissent par les alcalis; la couleur rouge se manifestera alors au pôle positif, et la couleur verte au pôle négatif; ces couleurs changent de place quand on renverse les pôles.

Lorsque, parmi les dissolutions qui font partie du circuit, dans les vases communiquants, il s'en trouve une dont la base peut former un sel insoluble avec un des acides qui doit la traverser, ce sel se forme

et se précipite ; cette base et cet acide manquent alors dans les vases extrêmes. Cependant si la pile est très-énergique, l'acide peut traverser la dissolution sans donner de sel insoluble précipité. Dans cette circonstance d'une très-forte pile, l'acide peut même traverser une dissolution contenant un réactif végétal coloré, sans manifester sa présence par aucun changement de couleur. Les sels insolubles sont très-difficilement décomposables par la pile, parce qu'ils sont très-mauvais conducteurs de l'électricité.

Davy a décomposé au moyen de la pile les alcalis et les terres; ce sont des oxydes dont l'oxygène est attiré par le pôle positif, et le métal par le pôle négatif. C'est ainsi qu'on a connu pour la première fois le potassium et le sodium. Comme ces deux métaux décomposent l'eau très-facilement, il faut employer pour les recueillir une méthode particulière. Pour cela, on peut former une petite capsule avec un fragment de potasse communiquant avec le réophore positif, et toucher le mercure avec le réophore négatif. La décomposition s'opère alors; l'oxygène se porte sur le platine et se dégage ; le potassium forme avec le mercure un amalgame. On l'extrait ensuite, en soumettant cet amalgame à la distillation dans la vapeur de pétrole ou d'huile rectifiée de naphte, qui ne contient pas d'oxygène.

Lorsqu'on substitue, dans l'expérience précédente, à la capsule de potasse, une capsule d'hydrochlorate d'ammoniaque, les pôles occupant d'ailleurs les mêmes positions, le volume du mercure augmente à vue d'œil; il se forme alors un amalgame qui devient huit à dix fois plus volumineux que le mercure seul. En supprimant les communications, cette espèce de champignon décroît peu à peu, et le mercure reprend son état liquide et son volume primitif. L'amalgame qui s'était formé ne subsiste donc que sous l'influence du courant. L'explication chimique de ce phénomène n'est pas encore bien connue.

Condition de la pile pour les effets chimiques.

855. La construction de la pile doit satisfaire à certaines conditions pour que cet appareil soit plus propre aux décompositions chimiques. Un petit nombre d'éléments produit une action très-faible; c'est que cette action s'exerçant sur des substances dont la conductibilité est imparfaite, il faut augmenter la tension, et par conséquent le nombre des éléments, pour vaincre la résistance que ces substances opposent au mouvement des fluides électriques, mouvement qui paraît indispensable à la production des phénomènes chimiques de la pile. La grandeur des éléments influe aussi, mais moins ; c'est donc plutôt la tension que la quantité de l'électricité qui favorise ces phénomènes.

Le liquide qui sépare les éléments de la pile a aussi de l'influence. L'expérience a indiqué que les dissolutions salines donnent une tension

plus grande que les liquides plus conducteurs; il semblerait d'après cela qu'elles dussent être préférées; cependant les phénomènes de décomposition chimique sont plus énergiques, lorsque les liquides agissent plus fortement sur les métaux. Ainsi les acides augmentent cette énergie; mais si l'on prend un acide trop concentré, l'avantage disparaît; il y a donc un degré de conductibilité qu'il ne faut pas dépasser.

La forme de la pile la plus avantageuse dans ces circonstances paraît être la pile à auges. Les faits curieux, cités au paragraphe 852, semblent expliquer cet avantage; on peut croire que l'électricité, ayant traversé un grand nombre de cloisons métalliques, devient plus propre à traverser des substances qui conduisent mal. M. Delarive a observé une autre loi importante dans le passage de l'électricité à travers une même longueur d'un conducteur hétérogène, formé de métaux et de liquides, tel qu'une pile à auges : c'est que si le liquide interpolaire attaque le disque de métal, le passage de l'électricité est plus facile, et le courant plus intense. Ainsi le platine, qui n'est pas attaqué par les acides, présente plus de difficulté au passage de l'électricité, que tout autre métal attaqué.

856. Davy a fait une application curieuse des phénomènes de décomposition chimique de la pile, à la préservation du doublage en cuivre des vaisseaux. On couvre de feuilles de cuivre la carène d'un vaisseau, pour la préserver de l'action destructive de certains animaux qui perforent le bois, et le détruisent bientôt au point d'occasionner des voies d'eau. Ce doublage métallique a en outre l'avantage de diminuer le frottement du liquide, car l'expérience indique que les vaisseaux doublés sont meilleurs voiliers. Mais au bout de quelque temps le cuivre est oxydé et rongé par l'eau de mer. Davy a imaginé, pour prévenir cette oxydation, de composer le doublage de deux métaux, de cuivre et de zinc, de telle manière que le cuivre qui en forme la plus grande partie doive se désoxyder, comme formant le pôle négatif d'une sorte de pile, ou d'un circuit voltaïque, composé de ce métal, du zinc plus attaquable, et de l'eau de mer.

Application des effets chimiques de la pile.

Cependant la proportion du zinc nécessaire pour produire convenablement l'effet désiré, n'a pas encore été déterminée par l'expérience. Il arrive généralement que cette substance préservatrice est employée en trop grande quantité, et que des décompositions en sens inverse s'opèrent; le cuivre se couvre alors de carbonates de chaux, de soude, de magnésie, et par suite de coquillages; il en résulte une croûte épaisse qui gêne les mouvements du vaisseau. Peut-être parviendra-t-on à déterminer les proportions des deux métaux propres à

éviter cet inconvénient, qui est assez grave pour faire abandonner l'invention de Davy.

Combinaisons produites par des actions lentes.

857. M. Becquerel est parvenu à utiliser les phénomènes chimiques de la pile, en les affaiblissant de manière à leur faire opérer lentement des combinaisons, nouvelles quant à leur nature ou à leur forme. Si l'on verse dans un vase en verre, d'abord une dissolution de nitrate de cuivre, ensuite de l'acide nitrique étendu d'eau, de telle manière que les deux liquides, qui sont de densités différentes, restent superposés sans se mélanger; si l'on plonge ensuite dans les deux liquides une lame de cuivre; on remarque au bout d'un certain temps, qu'il y a un dépôt de cuivre sur la partie inférieure de la lame, et qu'au contraire une portion de cette lame s'est dissoute dans la partie supérieure.

Ce phénomène doit être attribué à l'action de l'acide nitrique sur le cuivre, laquelle développe de l'électricité, en sorte que la lame conductrice forme avec les deux liquides un circuit fermé. L'électricité positive va de l'acide au nitrate, et rejoint par la lame l'électricité négative, repoussée sur la partie supérieure de cette lame lors de la combinaison. Ainsi la lame peut être considérée comme offrant un pôle positif en haut, un pôle négatif vers le bas. Cette petite pile décompose alors le nitrate de cuivre; l'acide et l'oxygène de la base se transportent vers la partie supérieure ou vers le pôle positif; le métal pur apparait au contraire à la partie inférieure ou au pôle négatif sous la forme cristalline.

En général, si l'on place deux dissolutions différentes dans des vases communiquant par un corps qui ne puisse se laisser pénétrer que difficilement par les deux liquides, tel que de l'argile humectée ou un cordon d'asbeste, les deux liquides finiront cependant par traverser ce corps et s'y trouver en contact. Là il s'opérera une action chimique très-lente entre les deux dissolutions; et si l'on ferme le circuit, en plongeant dans ces deux liquides un même fil de métal, le faible courant qui résultera de cette action, pourra donner lieu à des décompositions et à des combinaisons qui, s'opérant avec lenteur, procureront des cristaux très-bien formés, qu'on ne pourrait pas obtenir d'une autre manière.

Par exemple, en prenant pour liquides deux dissolutions, l'une de sel marin, l'autre d'un sel de cuivre, et pour conducteur un fil de cuivre, M. Becquerel a obtenu des cristaux très-bien formés de chlorure double de cuivre et de sodium. En choisissant convenablement les liquides, ce physicien est même parvenu à obtenir des cristaux de chaux carbonatée, de sulfate de baryte, semblables en petit à ceux

que l'on rencontre dans la nature, et qu'on n'avait pas encore pu obtenir artificiellement, à cause de l'insolubilité dans l'eau de ces combinaisons diverses. Dans tous les cas, il a fallu que les actions lentes, mises en jeu dans les appareils décrits, s'exerçassent des mois entiers pour donner des résultats sensibles.

858. Davy a utilisé la pile pour déterminer les lois et les rapports de la faculté conductrice de l'électricité dans les métaux. Il se servait d'une pile de Wollaston, formée d'un assez grand nombre d'éléments, et chargée par un liquide assez peu acidulé, pour que cette pile conservât longtemps à peu près la même force. Cet appareil était employé à décomposer de l'eau, ou tout autre composé chimique. On pouvait facilement faire varier à volonté le nombre des éléments. Si tandis que la pile opérait une décomposition chimique, on joignait ses deux pôles par un fil de métal, de diamètre et de longueur connues, la décharge s'opérait en partie par ce fil, et la décomposition chimique devenait moindre. En diminuant successivement le nombre des éléments de la pile, on parvenait à un point où toute décomposition chimique cessait. Conductibilité des métaux pour l'électricité.

Davy admettait que dans cette circonstance, la faculté conductrice du fil éprouvé était d'autant plus grande, que la pile qu'il déchargeait ainsi contenait un plus grand nombre d'éléments. Il a trouvé par ce moyen que la conductibilité d'un même métal était proportionnelle à la section du fil, et en raison inverse de sa longueur. Le même procédé a donné les rapports numériques suivants, entre les conductibilités des différents métaux, employés en fils de même longueur et de même diamètre : argent 600; cuivre 550; or 400; plomb 380; étain 190; platine 100; fer 82.

La découverte du galvanomètre a fourni à M. Becquerel des moyens plus précis de comparer les conductibilités. Ce physicien s'est servi d'un galvanomètre à deux fils de cuivre identiques, et enroulés de la même manière sur le cadre *gg'*; les deux bouts d'un de ces fils plongeaient dans des capsules *a* et *b* contenant du mercure, les bouts de l'autre dans deux capsules *c* et *d*; deux conducteurs métalliques de mêmes dimensions et de même nature, partant du pôle positif d'une pile en activité, plongeaient dans les coupes *a* et *d*; deux autres conducteurs pareillement identiques réunissaient le pôle négatif au mercure des coupes *b* et *c*. Il s'établissait ainsi dans les deux fils du galvanomètre deux courants voltaïques P*agg'b*N, P*dg'gc*N, inverses l'un de l'autre, qui devaient être d'égale intensité, si les deux circuits étaient identiques, et ne produire conséquemment aucune déviation. En réalité, l'identité des deux circuits étant impossible à établir directement, FIG. 448.

ou changeait un peu la longueur d'un des fils galvanométriques, jusqu'à ce que l'aiguille aimantée fût stationnaire au zéro des déviations.

Cet état d'équilibre étant obtenu, on disposait dans les quatre capsules des pinces métalliques, qui servaient à contenir des fils, de nature et de grosseurs différentes, dont on pouvait faire varier facilement la longueur, et qui réunissaient directement les capsules *a* et *b*, *c* et *d*. Le courant voltaïque se partageait alors inégalement entre les deux premiers circuits P*agg'b*N et P*dg'gc*N pouvant agir sur le galvanomètre, et deux autres P*ab*N, P*dc*N, sans action sur lui. On rétablissait encore l'équilibre de l'aiguille au zéro des déviations, en modifiant par tâtonnements les longueurs des nouveaux conducteurs *ab* et *cd*, que l'on avait soin de maintenir à la temperature de la glace fondante. Ce nouvel équilibre étant obtenu, on devait en conclure que les deux courants galvanométriques avaient la même intensité, et qu'il en était de même des deux autres P*ab*N et P*dc*N ; c'est-à-dire qu'alors les conducteurs *ab* et *cd* livraient passage aux mêmes quantités d'électricité, quelles que fussent d'ailleurs les variations d'intensité du courant voltaïque total.

M. Becquerel a vérifié par ce nouveau procédé la loi trouvée par Davy, relativement aux variations de longueur et de section des fils métalliques de même nature. Lorsque deux fils de même diamètre mais de métaux différents, étaient disposés dans l'appareil, en longueurs inégales, mais telles que l'équilibre existât, on devait conclure que les conductibilités des deux métaux étaient en raison inverse de ces longueurs. C'est ainsi que M. Becquerel a pu ranger plusieurs métaux ainsi qu'il suit, dans l'ordre décroissant de leurs conductibilités : cuivre 609; or 571; argent 447; zinc 174; étain 104; platine 100; fer 95 ; plomb 50; mercure 21 ; potassium 8; le mercure et le potassium étaient soumis à l'expérience dans des tubes de verre parfaitement calibrés dont ils remplissaient le cylindre intérieur. Il faut remarquer que les métaux éprouvés ne subissaient dans l'opération aucune altération chimique; s'ils avaient été attaqués par quelque acide, l'ordre des conductibilités aurait paru différent.

Variations des conductibilités.

859. La table des conductibilités de M. Becquerel diffère essentiellement de celle établie par Davy. Des différences encore plus grandes existent entre d'autres tables analogues, construites par divers physiciens, à l'aide de procédés particuliers que nous ne pouvons décrire ici. On doit conclure de ce désaccord qu'il est impossible de déterminer d'une manière absolue les rapports des pouvoirs conducteurs des métaux pour l'électricité. Il est très-probable que la conductibilité

d'un métal varie avec la nature de la source électrique, avec l'énergie des courants, et qu'elle dépend surtout des conducteurs de diverse nature que les courants ont déjà traversés. Le fait de la diminution des pertes éprouvées par un courant, forcé de vaincre une suite d'obstacles semblables (§ 852), établit une analogie si frappante entre la transmission des courants dans les métaux, et celle de la chaleur rayonnante à travers les corps diathermanes, qu'il y a tout lieu de penser que les courants électriques se distinguent les uns des autres par des différences de qualité, comme les rayons de chaleur. C'est-à-dire qu'un courant, provenant de telle source, ou transmis par tel conducteur, acquiert par cette origine, ou cette transmission, la faculté de passer facilement à travers certains corps, et d'être totalement arrêtés par d'autres. C'est ainsi que les métaux attaqués par les liquides offrent un passage plus facile aux courants hydro-électriques; que tel métal rougit ou s'échauffe peu par des courants voltaïques de même énergie, suivant le métal qui les lui transmet.

Il n'est donc pas étonnant, d'après cela, que divers physiciens, essayant de construire des tables de conductibilité par des procédés distincts, soient arrivés à des résultats discordants. C'est que les sources n'étaient pas identiques, ou que les circuits étaient différemment constitués. La loi qui régit la conductibilité des fils métalliques de même nature, relativement à leurs dimensions, semble au premier abord indépendante des différences de sources et de circuit, puisque plusieurs physiciens sont arrivés à cette loi par des expériences très-dissemblables, et qui conduisaient à des tables fort hétérogènes. Il paraît prouvé cependant que les courants thermo-électriques, transmis par un fil métallique dont la longueur est successivement augmentée, diminuent plus rapidement d'intensité que les courants hydro-électriques. Cette nouvelle différence ne fait que fortifier l'analogie avec la chaleur rayonnante, dont les pertes décroissent plus ou moins rapidement à travers une même substance diathermane, suivant la nature de la source ou du flux incident.

860. M. Delarive vient tout récemment de signaler une propriété nouvelle des fils métalliques transmettant les courants électriques, qui semble indiquer que ces courants sont dus à des systèmes d'ondes, analogues aux ondes sonores ou lumineuses. Ce physicien se sert d'un appareil électro-magnétique, qui produit des courants alternatifs, par le mouvement de rotation d'un système d'aimants dans le voisinage d'un morceau de fer doux, entouré des spires nombreuses d'un fil conducteur; cet appareil est fondé sur le même principe que celui de M. Pixii, et peut produire les mêmes phénomènes. L'énergie du double Ondes électriques.

courant transmis par la série des conducteurs, qui, réunissant les deux bouts du fil héliçoïdal, complètent le circuit, ne peut plus être mesurée par un galvanomètre ordinaire, à cause de la succession rapide des courants contraires; M. Delarive a imaginé d'introduire dans le circuit la spirale multiple d'un thermomètre de Breguet, laquelle s'échauffe d'autant plus que le courant qui la parcourt, dans un sens ou dans l'autre, a plus d'intensité; les déviations de l'aiguille du thermomètre peuvent ainsi servir à mesurer cette intensité.

L'un des bouts du fil héliçoïdal aboutit dans une cuvette pleine de mercure, où plonge l'extrémité mobile de la spirale thermométrique; de l'extrémité fixe de cette même spirale part une tige conductrice recourbée, qui soutient une plaque de platine au milieu d'un vase du même métal contenant un liquide acidulé; ce vase communique par sa paroi extérieure avec l'autre bout du fil en hélice. La conductibilité du liquide, la largeur de la plaque de platine, et sa position dans le vase, sont telles que les courants traversent le circuit sans opérer la décomposition de l'eau; l'expérience avait indiqué à M. Delarive que toute décomposition chimique pouvait être arrêtée, en augmentant convenablement la largeur de la plaque, et en la rapprochant suffisamment du fond du vase. Cette condition étant remplie, le courant magnéto-électrique, dont l'échauffement variable de la spirale indique seul la présence, se transmet librement et *sans perte* à travers le liquide, car la moindre résistance offerte au passage de *l'électricité* de la plaque et du vase métallique dans le liquide, occasionnerait sa décomposition.

L'appareil étant ainsi disposé, et le mouvement de rotation de l'aimant rendu aussi uniforme que possible, ce que l'on reconnait par l'état stationnaire du thermomètre, on prend un long fil métallique, d'argent par exemple, dont on plonge une extrémité dans la capsule de mercure, et que l'on met ensuite en contact par un de ses points avec le vase de platine. Le courant magnéto-électrique, arrivé au mercure, se partage alors en deux parties pour atteindre le vase: l'une suit, comme avant, la spirale thermométrique, la tige conductrice, la plaque et le liquide; l'autre se transmet par le fil d'argent. On remarque, en effet, un mouvement rétrograde de l'aiguille de l'index du thermomètre, qui annonce une diminution dans l'énergie du courant que transmet la spirale, mais si l'on augmente successivement la longueur de la portion du fil d'argent, introduite de cette manière dans le circuit, la déviation de l'aiguille, après avoir diminué jusqu'à un certain point, augmente de nouveau, pour diminuer encore. M. Delarive a ainsi reconnu plusieurs alternatives.

Les minima et maxima d'intensité successifs ont lieu pour des longueurs du fil éprouvé qui sont en progression arithmétique. La longueur correspondante au premier minimum varie considérablement d'un métal à un autre, depuis quelques pouces pour le platine, jusqu'à plusieurs pieds pour l'argent. Ces résultats conduisent à cette conséquence remarquable, qu'un courant magnéto-électrique trouve un passage facile par certaines longueurs d'un même fil métallique, qui sont entre elles dans le rapport des nombres 1, 3, 5, et un passage difficile au contraire par d'autres longueurs comprises entre les premières, et qui sont entre elles comme les nombres 2, 4, 6. Il paraît difficile d'expliquer ces faits, et la loi simple qui les régit, sans recourir à l'idée des ondes, comme pour expliquer les phénomènes d'interférence, et la série des sons donnés par un même tuyau.

Mais les faits signalés par M. Delarive ne suffisent pas encore pour qu'on puisse admettre l'existence des ondes électriques; il faudra constater des phénomènes analogues dans des courants continus, ou qui ne soient pas soumis, comme les courants magnéto-électriques, à des changements de direction alternatifs et rapides. Toutefois, si l'on rapproche ces phénomènes de ceux qu'a observés M. Savary, en étudiant la faculté d'aimantation des décharges électriques (§ 802), on ne peut s'empêcher de penser que l'idée des ondes doive envahir un jour la théorie physique de l'électricité, et la ramener en partie aux mêmes principes que la lumière et la chaleur rayonnante.

861. M. Delarive a découvert que les fils ou les lames de métal plongées dans un liquide, faisant partie d'un circuit voltaïque, et où peuvent s'opérer des décompositions chimiques, acquièrent dans ces circonstances des propriétés électriques particulières. Deux fils de platine ayant été immergés dans une dissolution saline, et mis en communication pendant quelque temps avec les deux pôles d'une pile, si interrompant cette communication on attache ces fils, toujours immergés, aux deux bouts d'un galvanomètre, on observe un courant, dirigé en sens inverse de celui qui parcourait le circuit voltaïque; ce courant secondaire persiste assez longtemps, et sa durée dépend de l'énergie de l'action chimique qui l'a précédé. On peut n'employer qu'un seul couple cuivre et zinc, formant un arc que l'on plonge dans deux capsules, contenant une dissolution de sel marin; deux fils de platine fixés aux bouts d'un multiplicateur sont immergés dans ces capsules; on obtient alors un courant qui traverse le fil galvanométrique du zinc vers le cuivre; si l'on substitue ensuite au couple voltaïque une mèche de coton ou d'amiante humectée, on observe un courant contraire. Polarité électrique des lames métalliques

M. Delarive a constaté par l'expérience que l'intensité du courant secondaire était d'autant plus grande, que l'action voltaïque primitive avait été plus longtemps prolongée. La faculté de produire un courant secondaire, ou ce que l'on appelle la *polarité électrique*, n'appartient qu'aux parties immergées des fils; car si l'on coupe ces parties, et que l'on fasse en sorte que les surfaces des bouts secs soient dépourvues de tout corps étranger adhérent, ces bouts sont inertes, c'est-à-dire qu'ils ne peuvent produire aucun courant par eux-mêmes. Un fil de platine faisant partie d'un conducteur interpolaire tout métallique n'acquiert pas la polarité électrique; pour que cette polarité soit produite, *il faut* que le circuit contienne un liquide qui puisse être décomposé.

D'après M. Becquerel, le fait suivant indique la cause de ces phénomènes. On prend deux lames de platine convenablement préparées, ou qui soient telles qu'en les attachant au multiplicateur, et les plongeant dans une dissolution saline neutre, il n'y ait pas de courant; l'une de ces lames inertes est plongée dans cette dissolution saline, à laquelle on ajoute $\frac{1}{1000}$e d'acide nitrique, l'autre dans la même dissolution contenant $\frac{1}{1000}$e de potasse caustique; on retire ensuite les lames pour les attacher aux deux bouts du galvanomètre, et les plonger ensemble dans la dissolution neutre. On observe alors un courant, qui traverse cette dissolution, de la lame primitivement plongée dans le liquide acidulé, à la lame retirée du liquide alcalin.

On peut croire, d'après cela, que des lames de platine *en communication* avec les deux pôles d'une pile, et immergées dans un liquide conducteur et décomposable, se couvrent de parties acides et alcalines provenant de la décomposition chimique; c'est-à-dire que la lame qui forme le réophore positif retient à sa surface des éléments électro-négatifs, tandis que celle qui constitue le réophore positif se recouvre d'éléments électro-positifs; lorsque ensuite ces lames cessent de transmettre le courant voltaïque, elles sont tout à fait dans le cas de l'expérience précédente, et sont capables de produire un courant inverse.

Piles secondaires. 862. On explique de la même manière les effets des piles secondaires, découvertes par Ritter; ces piles sont formées de disques d'un seul métal, de cuivre par exemple, alternant avec des rondelles de carton humectées d'un liquide conducteur. Cette colonne est incapable par elle-même de produire aucun effet; mais si l'on fait communiquer pendant quelque temps ses deux extrémités avec les deux pôles d'une pile en activité, elle acquiert dans ces circonstances la polarité électrique; c'est-à-dire qu'étant retiré du circuit voltaïque, elle est capable de reproduire les mêmes phénomènes que la pile qui l'a chargée, mais avec moins d'intensité et d'une manière inverse; car les courants

qu'elle fait naître la parcourent dans une direction contraire à celle du courant voltaïque primitif. C'est que, pendant l'action de la pile, chaque disque de cuivre se recouvre d'éléments acides et alcalins sur ses deux faces, et se transforme ainsi en un véritable couple voltaïque; en sorte que la pile secondaire peut être assimilée à une pile dont les éléments seraient l'un acide, l'autre alcalin, au lieu d'être métalliques. On conçoit qu'une pile secondaire chargée ne doit pas perdre ses propriétés lorsqu'on retourne ses rondelles humides, mais que si l'on renverse plusieurs disques de cuivre, ses effets doivent diminuer ou disparaître; ces conséquences sont vérifiées par l'expérience.

863. Les fils ou lames métalliques qui ont acquis la polarité électrique, par leur séjour dans un circuit voltaïque convenablement constitué, possèdent la faculté d'opérer la combinaison des substances gazeuses. Cette propriété curieuse a été découverte par M. Dobereiner dans l'éponge de platine, qui fait détonner un mélange d'oxygène et d'hydrogène en proportions convenables pour former de l'eau, ou qui opère la combinaison lente de ces deux gaz, quand l'un d'eux est de beaucoup en excès; dans le premier cas l'éponge devient incandescente. MM. Dulong et Thénard, en étudiant ces phénomènes, ont constaté les faits suivants. Combinaison des gaz produite par des métaux.

L'éponge de platine fortement calcinée ne devient plus incandescente, mais opère encore lentement la combinaison des deux gaz. Du platine en feuilles minces et chiffonnées se conduit comme l'éponge. Les métaux qui, comme le palladium, se trouvent dans la nature mélangés avec le platine, jouissent de la même propriété. L'or et l'argent en feuilles minces, le charbon, la pierre ponce, la porcelaine, le verre, le cristal de roche, agissent sur le mélange détonnant à des températures élevées, mais inférieures à 350°. La configuration des corps paraît être une cause dominante de l'effet produit; des fragments de verre sont ordinairement sans action quand ils sont arrondis, et deviennent actifs s'ils sont anguleux. Des fils de platine neufs, très-fins, ne s'échauffent pas dans le mélange détonnant à la température ordinaire, mais ils deviennent actifs quand ils y sont plongés ayant une température de 300° environ; si l'on fait agir le même fil plusieurs fois, il devient actif à moins de 60°; ce fil plongé à froid, durant quelques instants, dans l'acide nitrique, ou sulfurique, ou hydrochlorique, puis lavé et chauffé, agit ensuite à la température ordinaire; il conserve cette propriété vingt-quatre heures dans des vases fermés, mais un courant d'air, d'oxygène, d'hydrogène ou d'acide carbonique la détruit; les alcalis n'enlèvent pas au fil la propriété active communiquée par un acide.

Ces faits paraissent dépendre de la force d'attraction à laquelle on doit attribuer la cohésion, les actions capillaires, et les combinaisons chimiques. On peut admettre avec M. Faraday, que la sphère d'action de cette force s'étend à des distances finies, quoique très-petites, et que les gaz et les vapeurs qui se trouvent dans cette sphère sont condensés par la force dont il s'agit. On explique de cette manière la précipitation de la vapeur d'eau répandue dans l'atmosphère sur la surface des corps tels que les substances hygrométriques et le verre, l'absorption des gaz par les corps poreux, tels que le charbon, la combinaison de deux gaz fortement condensés dans les pores de l'éponge de platine, sur les plis des feuilles de ce métal, autour de ces fils très-minces. Enfin on doit attribuer à la même force la propriété dont jouissent les lames métalliques de retenir à leur surface les particules acides ou alcalines, amenées par les courants voltaïques, et qui y adhèrent assez fortement pour conserver à ces lames la polarité électrique dont nous avons décrit les effets, même après qu'elles ont été lavées, essuyées, et chauffées au rouge.

Définition théorique des courants.

864. M. Delarive n'avait pas d'abord considéré la polarité des fils et des lames métalliques sous le même point de vue. Au lieu de l'attribuer à des particules étrangères, adhérant à la surface des lames, il en cherchait la cause dans un état particulier des molécules du métal lui-même. Il avait été conduit à considérer un courant, se propageant dans un fil métallique, comme dû à une suite de décompositions et de recompositions de fluide naturel. Si l'on considère une suite de molécules en ligne droite A,B,...C,D, interposées entre les pôles d'une pile, on peut admettre que, dans la première A, la plus voisine du réophore positif P, le fluide naturel est décomposé par influence, l'électricité négative accumulée en a vers P, et celle positive repoussée en a' vers N, et que toutes les autres particules de la ligne se constituent dans un état électrique semblable tant par leurs influences mutuelles, que par celles des deux rhéophores.

Fig. 444.

Cela posé, l'accumulation de l'électricité, en P et N, doit faire déterminer une neutralisation de fluides contraires entre P et a, a' et b, ... c' et d, d' et N ; mais aussitôt que ces décharges successives ont eu lieu, les mêmes causes ramènent les molécules dans l'état électrique précédent, et la séparation des fluides dans les particules augmentant encore avec les masses influentes, de nouvelles décharges s'ensuivent. Si, lors de ce mouvement périodique des fluides électriques, on intercepte les communications de la ligne de particules avec les pôles de la pile, cette interruption les surprend toutes dans l'état électrique qui

nous venons de définir, et qui doit alors se dissiper. M. Delarive supposait qu'une sorte de force coërcitive pouvait faire persister cet état, quelque temps après la cessation de l'influence voltaïque, la suite des particules ne revenant que lentement à l'état naturel, par des mouvements analogues aux précédents mais inverses ; puisque le fluide positif, au lieu de marcher dans A, par exemple, de *a* vers *a'*, comme lors de l'influence, devait cheminer en sens contraire ou de *a'* vers *a*.

Quoique l'ensemble des faits cités plus haut doive faire abandonner cette explication des courants secondaires produits par des lames métalliques, il n'en est pas moins très-probable que les courants électriques sont dus à un mouvement périodique de l'électricité, ou à des décompositions et des recompositions de fluide naturel entre les particules successives des corps conducteurs. Et puisque les effets secondaires que produisent les fils de métal s'expliquent complétement, sans qu'on soit obligé de supposer la persistance de l'état électrique dû à l'influence voltaïque, il faut seulement en conclure que cet état se dissipe instantanément dès que l'influence est écartée. Le principe théorique établi par M. Becquerel (§ 882) suppose d'ailleurs la même définition pour un courant thermo-électrique, et l'on a vu que ce principe expliquait très-bien ce genre de phénomènes.

865. On peut étendre ces vues théoriques sur la nature des courants, propagés par des fils métalliques homogènes, à leur transmission dans les liquides, même lorsqu'il se manifeste des décompositions chimiques. Il suffit d'admettre que, dans ces circonstances plus compliquées, les décompositions et recompositions de fluide naturel s'opèrent avec un transport de matière pondérable ; c'est-à-dire que le fluide positif, successivement cédé d'une molécule à la suivante, entraine avec lui des éléments électro-positifs ; tandis que le fluide négatif arrive dans le système de chaque particule du liquide, accompagné d'éléments électro-négatifs. Ce transport d'éléments matériels est en quelque sorte rendu sensible, par les mouvements violents de rotation et de translation produits à la surface d'un globule de mercure, placé au fond d'une capsule de verre, et recouvert d'une petite couche d'un liquide conducteur, tel que l'acide sulfurique, dans lequel sont plongés les deux réophores d'une pile. Transport de matière par les courants.

MM. Erman, Herschel, Nobili et Sérullas, ont recherché par de nombreuses expériences les causes de ces mouvements singuliers ; les bornes de ce cours ne nous permettent pas d'exposer les résultats qu'ils ont obtenus. Nous devons nous borner à dire que les mouvements observés à la surface du globule de mercure, sont dus au transport de particules dont l'état électrique est fortement exalté par l'influence

trique, tandis que les atomes ordinairement électro-négatifs en contiennent moins. Si deux corps électro-positifs se combinent, c'est parce que l'un, contenant un excès de fluide moindre que l'autre, est négatif par rapport à ce dernier ; de même la combinaison de deux éléments électro-négatifs, est due à ce que l'un des éléments, manquant de fluide moins que l'autre, est positif relativement. M. Dumas est parvenu à expliquer, par des considérations analogues, plusieurs autres anomalies qui se présentent en chimie, et dont il paraît impossible de se rendre compte dans la théorie des deux fluides, quand on regarde les affinités chimiques comme uniquement dues à des facultés électriques.

Cette incapacité, réelle ou apparente, de l'hypothèse des deux fluides, l'a fait rejeter par plusieurs chimistes. Mais en physique, ou comme moyen de coordonner les faits physiques seuls, cette hypothèse est préférable, dans l'état actuel de la science, à l'ancienne idée de Franklin. Il ne paraît pas d'ailleurs impossible de concilier les cas exceptionnels de la chimie avec l'hypothèse adoptée par les physiciens. Deux corps, bien qu'électrisés de la même manière, peuvent s'attirer, lorsque l'un d'eux contient une plus grande quantité de fluide libre que l'autre, et qu'ils sont convenablement rapprochés ; cet effet provient, comme on l'a vu, d'une décomposition de fluide naturel, que l'influence de l'électricité libre du premier corps détermine dans le second, et qui fait naître une force attractive pouvant surmonter la répulsion qui l'accompagne. Or il pourrait se faire que le voisinage de deux éléments, tous les deux électro-positifs, ou tous les deux électro-négatifs, déterminât une décomposition de fluide naturel dans le système de l'élément dont l'état électrique a moins d'énergie, d'où résulterait un rapprochement, et par suite une combinaison.

Relations de l'électricité avec la chaleur et la lumière.

867. Il existe un grand nombre de points de contact entre les théories physiques de l'électricité et de la chaleur ; tels sont l'incandescence des fils métalliques et l'échauffement des liquides, produits par le passage rapide de l'électricité, la polarité de la tourmaline et les courants occasionnés dans les circuits métalliques diversement échauffés, le calorique dégagé dans les combinaisons chimiques qui sont très-probablement dues à des forces électriques, et enfin le pouvoir que possède la chaleur de détruire ou de favoriser les combinaisons en exaltant les facultés électriques des atomes. On parvient à expliquer tous ces phénomènes en admettant, avec Davy, que le calorique est le résultat de la combinaison des deux électricités, ou si l'on veut, que leur neutralisation donne lieu à des ondes calorifiques. Les rapports qui existent entre l'électricité et la lumière ont été moins étudiés, et

leur définition est encore fort imparfaite; nous terminerons cette leçon par l'énoncé de plusieurs faits propres à éclaircir ce sujet, et qui compléteront les développements compris dans le paragraphe 789.

Spectres des étincelles électriques.

868. La continuité des effets électriques dans les piles voltaïques ou dans les appareils magnéto-électriques, a permis d'étudier, plus facilement qu'on ne peut le faire avec l'électricité ordinaire, la composition de la lumière électrique. Voici plusieurs résultats remarquables obtenus récemment par M. Wheastone. Ce physicien se sert d'un appareil électro-magnétique; les bouts du fil héliçoïdal sont disposés à une très-petite distance l'un de l'autre, afin d'obtenir une étincelle continue dont la position reste fixe; ou bien un des bouts est maintenu très-près de la surface d'un bain de mercure ou de tout autre liquide dans lequel plonge l'autre bout, ou encore près de la surface d'une masse de métal introduite dans le circuit. On peut employer une pile voltaïque, et disposer de la même manière ses deux rhéophores, les phénomènes sont identiquement les mêmes. La lumière de l'étincelle est alors observée à travers un prisme très-pur, à l'aide d'une lunette munie d'un micromètre, comme faisait Fraunhofer.

Le spectre de l'étincelle tirée du mercure se compose de sept bandes colorées, séparées par des intervalles obscurs, savoir: deux bandes orangées très-voisines, une verte et brillante, deux vert bleuâtres, une pourpre et très-brillante, et enfin une violette. Quand l'étincelle est tirée du zinc, du bismuth ou du plomb fondu, le nombre, la position et la couleur des bandes sont très-différentes. Le spectre correspondant à chaque métal ne varie pas quand l'étincelle a lieu dans le vide, dans l'air, l'oxygène ou l'acide carbonique. Si l'étincelle est tirée entre des boules de deux métaux différents, on distingue dans le spectre les bandes qui appartiennent à chacun de ces métaux. Ces faits indiquent que la lumière de l'étincelle électrique est très-probablement due au transport de particules incandescentes, arrachées aux corps conducteurs par les fluides qui tendent à se neutraliser (§ 714).

Sur la phosphorescence.

869. Il paraît cependant que la réunion des deux électricités peut donner lieu à des phénomènes lumineux sans qu'il y ait transport de matière. Les phénomènes de phosphorescence que manifestent dans l'obscurité un très-grand nombre de corps non-conducteurs, par leur échauffement, par la percussion, par le frottement, ou par des actions chimiques qui s'opèrent lentement à leur surface, doivent être attribués dans tous les cas à une neutralisation des fluides électriques développés par ces diverses causes; cette origine commune à toutes les espèces de phosphorence est aujourd'hui établie d'une manière incontestable par de nombreuses expériences. Or, il n'est guère probable que

ces lueurs pâles et fugitives soient accompagnées de particules détachées des corps phosphorescents.

870. Lorsque l'électricité se meut sous le récipient de la machine pneumatique, ou dans le vide barométrique la lumière étendue et pâle, qui se manifeste alors, est attribuée à la présence des molécules de gaz ou de vapeur, dont il est impossible de priver ces espaces limités (§ 713); si l'on considère que les gaz ne sont pas lumineux par eux-mêmes, quelque forte que soit la compression subite qu'on leur fait éprouver, il est difficile de concevoir cette explication. Le phénomène des aurores boréales, qui a évidemment une origine électrique, se trouverait souvent placé, d'après plusieurs mesures angulaires, au delà des limites de l'atmosphère terrestre; si des observations plus nombreuses viennent confirmer ce résultat, il faudra en conclure que l'électricité en mouvement, dans un espace dépourvu de toute matière pondérable, peut produire des phénomènes lumineux. Voici au reste la description de ce phénomène naturel, dont l'explication complète n'est pas encore connue. De l'aurore boréale.

L'aurore boréale ne peut être observée d'une manière complète que dans les hautes latitudes. Elle s'annonce, après le coucher du soleil, par une lueur confuse que l'on aperçoit vers le nord; des jets de lumière irréguliers s'élèvent ensuite de l'horizon et tendent vers le zénith. Plus tard, ces jets se concentrent de manière à former deux vastes colonnes, l'une à l'est, l'autre à l'ouest, qui s'élèvent lentement, et qui sont sillonnées par des traits de feu plus ou moins vifs. Ces colonnes, dont la couleur varie sans cesse du jaune au vert et au pourpre, finissent par se réunir. L'arc qu'elles forment alors persiste avec tout son éclat pendant plusieurs heures; dans l'espace sombre qu'il circonscrit on aperçoit par intervalles des lueurs diffuses et de diverses couleurs, tandis que les traits de feu que sillonnent l'arc lui-même s'élancent au dehors, et vont se concentrer, au delà du zénith, dans un petit espace que l'on appelle la couronne de l'aurore boréale. Le phénomène est alors complet; à partir de cette époque il commence à s'affaiblir, la couronne disparaît, l'arc devient plus pâle, enfin on n'aperçoit plus que des lueurs incertaines comme dans l'origine.

Le sommet de l'arc de l'aurore boréale se trouve toujours sur le méridien magnétique, la couronne paraît être sur le prolongement de l'aiguille d'inclinaison. La déclinaison éprouve des variations anomales tant que dure une aurore boréale; cette influence est sensible au loin, et très-probablement sur toute la surface du globe. Les voyageurs et les savants qui ont pu observer l'aurore boréale, n'ont jamais entendu aucun bruit qui l'accompagnât; néanmoins les habitants du Nord

assurent que souvent on entend une sorte de bruissement semblable à celui des étincelles; cette circonstance placerait nécessairement le phénomène dans l'atmosphère. La distance à la surface de la terre, d'une aurore boréale observée durant le voyage du capitaine Franklin, était de trois à quatre lieues; mais Dalton ayant calculé les dimensions d'une aurore boréale, qui fut aperçue à la fois, en 1826, à Manchester et Édimbourg, trouva que le sommet de l'arc était à cent milles anglais, ou quarante lieues.

Les apparences de l'aurore boréale offrent une trop grande analogie avec les jets de lumière pâle et colorée, que manifeste l'électricité en mouvement dans un gaz très-raréfié, pour qu'on puisse se refuser à lui reconnaître une origine électrique. L'influence qu'elle exerce sur l'aiguille aimantee démontre d'ailleurs qu'elle est accompagnée de courants qui doivent avoir une grande énergie. On l'attribue généralement à l'accumulation de l'électricité vers les hautes régions de l'atmosphère, dans des climats froids où le peu de fréquence des orages et la sécheresse de l'air s'opposent à son écoulement dans le sol; mais on ignore complétement les causes qui déterminent l'apparition de la lumière électrique, la route qu'elle suit, les formes qu'elle affecte, et leur position par rapport au méridien magnétique.

FIN DU TROISIÈME VOLUME.

TABLE DES MATIÈRES

DU TROISIÈME VOLUME.

Nota. Les paragraphes marqués d'un astérisque contiennent des théories ou des développements qui ne sont pas exigibles dans les examens que l'on fait subir aux élèves de l'École Polytechnique.

QUARANTE-UNIÈME LEÇON.

ÉLECTRICITÉ STATIQUE.

QUARANTE-DEUXIÈME LEÇON.

ÉLECTRICITÉ LATENTE.

QUARANTE-TROISIÈME LEÇON.

ÉLECTRICITÉ ATMOSPHÉRIQUE.

QUARANTE-QUATRIÈME LEÇON.

DES AIMANTS.

QUARANTE-CINQUIÈME LEÇON.

MAGNÉTISME TERRESTRE.

QUARANTE-SIXIÈME LEÇON.

GALVANISME.

QUARANTE-SEPTIÈME LEÇON.

ÉLECTRO-MAGNÉTISME.

QUARANTE-HUITIÈME LEÇON.

ÉLECTRO-DYNAMIQUE.

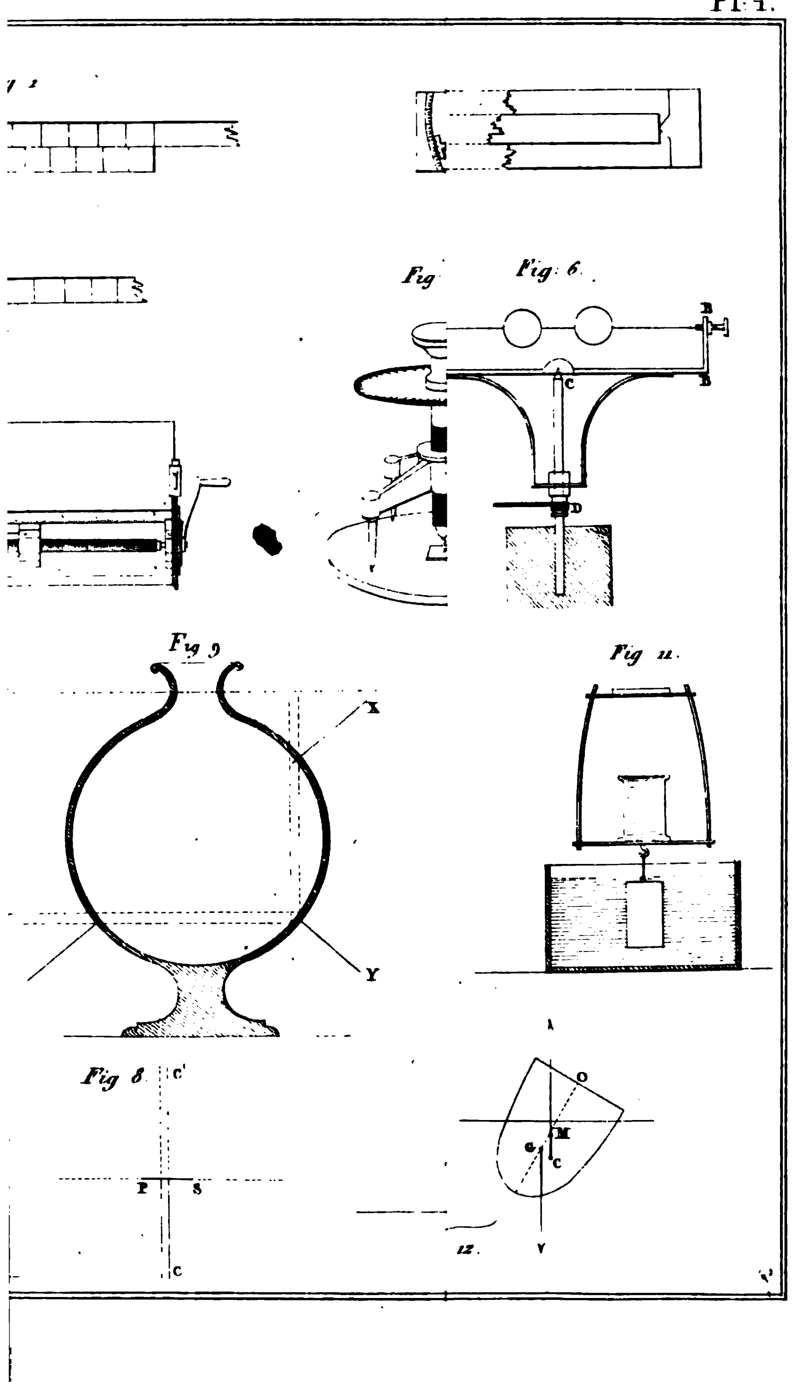
QUARANTE-NEUVIÈME LEÇON.

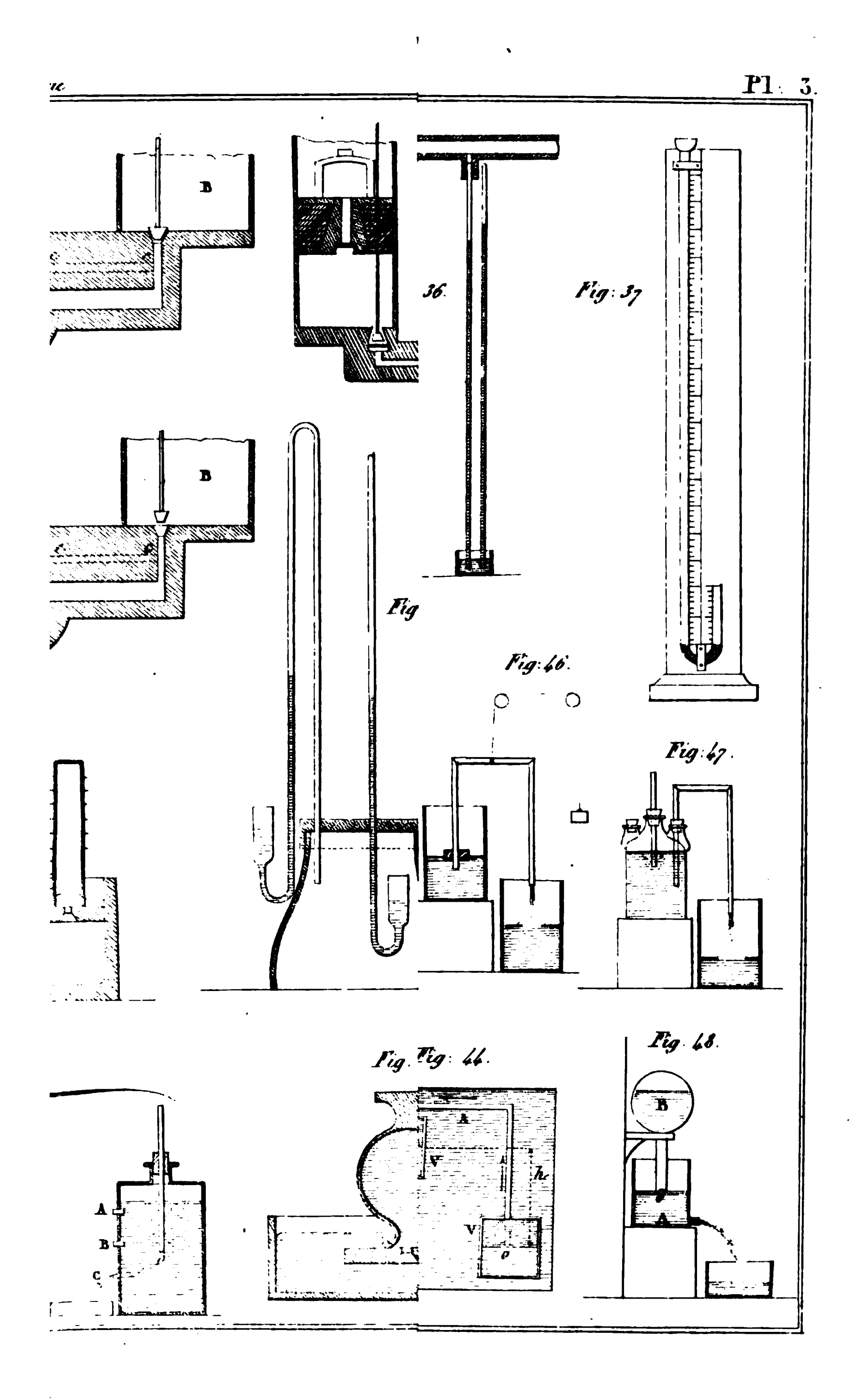
PHÉNOMÈNES THERMO-ÉLECTRIQUES.

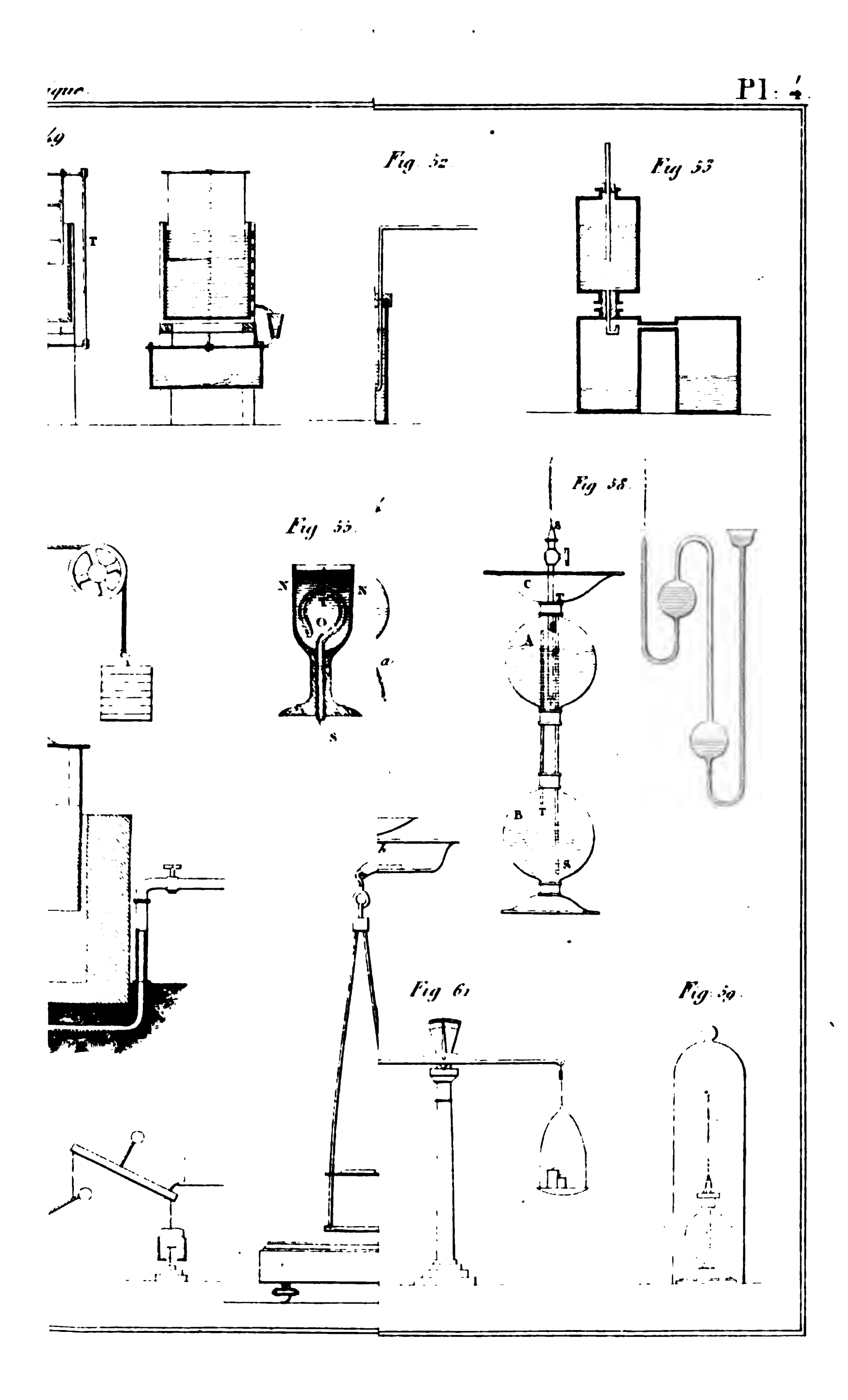
CINQUANTIÈME LEÇON.

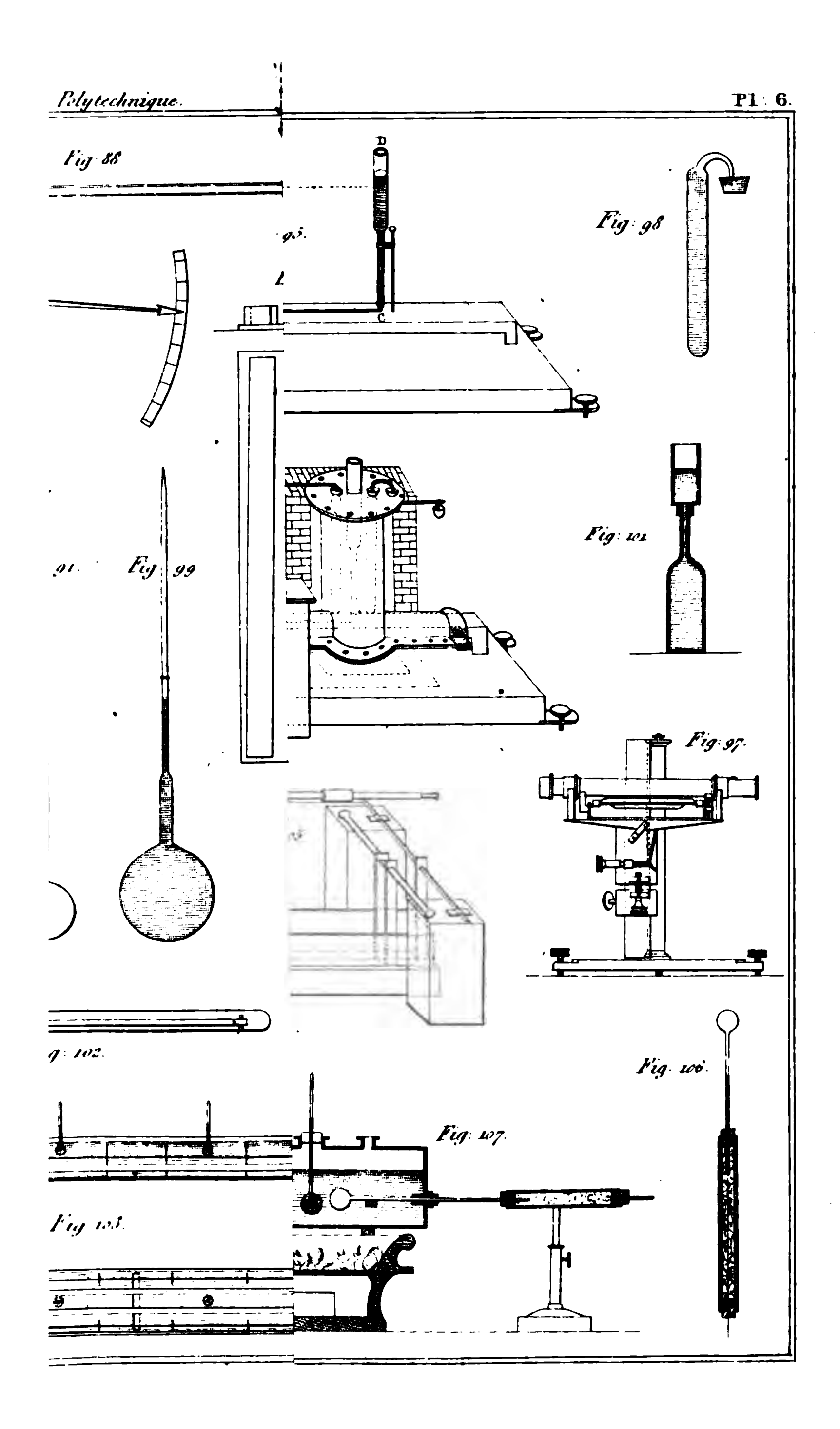
ÉLECTRO-CHIMIE.

FIN DE LA TABLE DES MATIÈRES.


Pl. 1.
Fig. 6.
B
C
B
D
Fig 9
X
Y
Fig 11.
Fig 8
C'
P
S
C
O
M
G
C
12.


B
B
36.
Fig: 37
Fig
Fig: 46.
Fig: 47.
Fig. Fig: 44.
Fig. 48.
A
B
C
A
V
h
V
B
A


Fig 52
Fig 53
Fig 55
Fig 58
Fig 61
Fig 59


Fig. 88
95.
D
C
Fig. 98
91.
Fig. 99
Fig. 101
Fig. 97.
102.
Fig. 106.
Fig. 107.
Fig. 103.

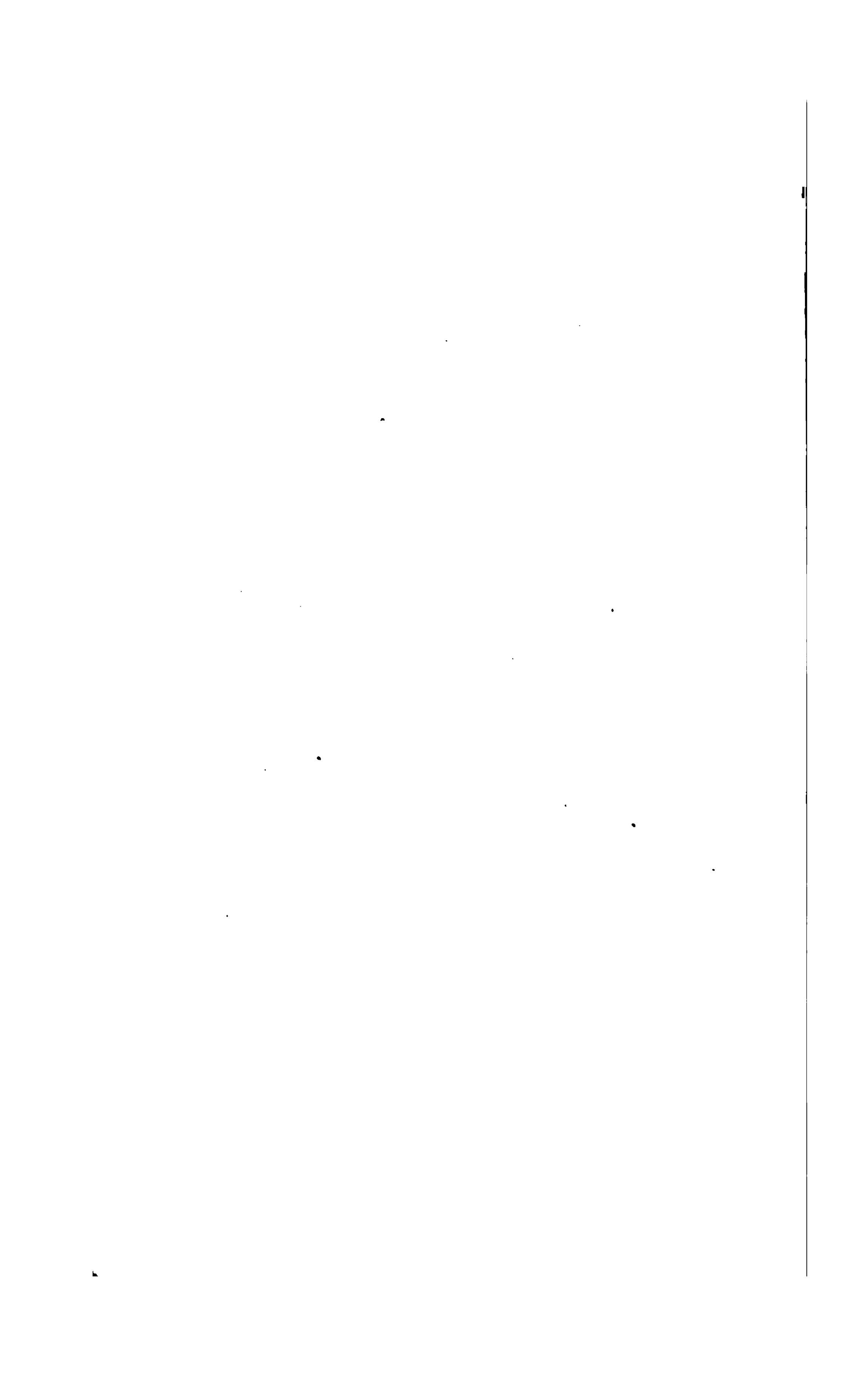


Fig. 203.

Fig. 202.

Fig. 205

Fig. 207

Fig. 212

Fig. 213.

Fig. 214.

Fig. 217

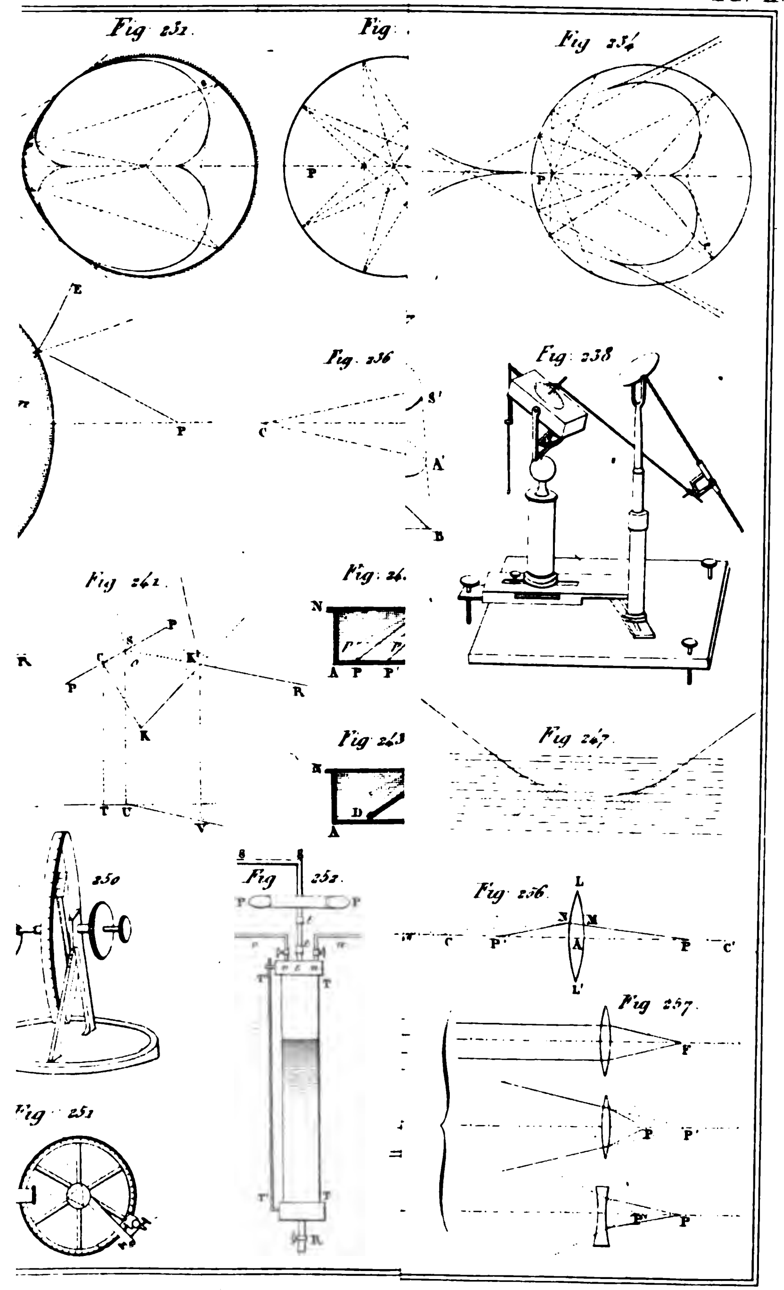
Fig. 221

Fig. 224.

Fig. 222.

Fig. 225

Fig. 227.


Fig 231.
Fig
Fig 234
Fig 236
Fig 238
Fig 241
Fig 24
Fig 243
Fig 247
250
Fig 252
Fig 256
Fig 257
Fig 251

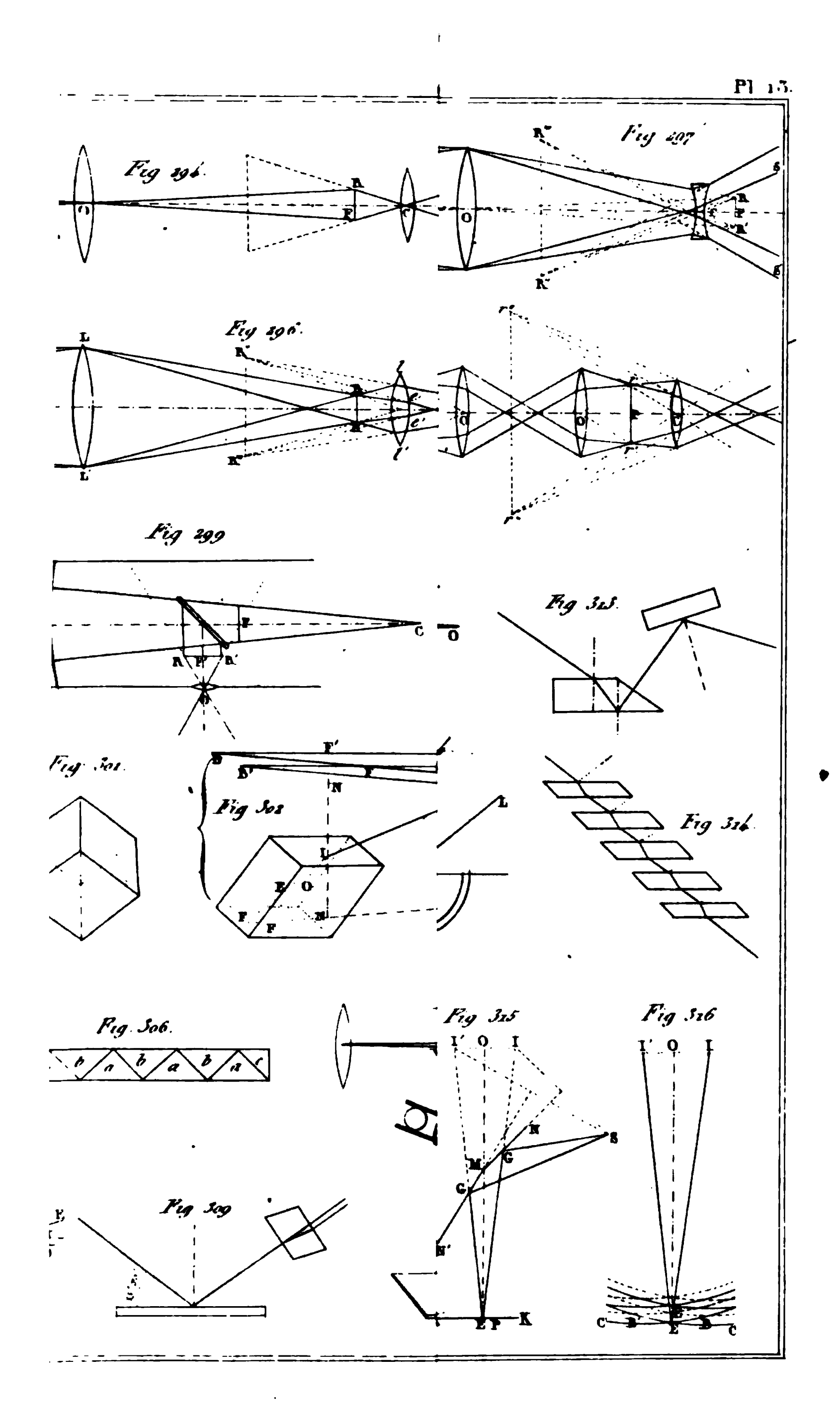

Fig 296.
Fig 297
Fig 298.
Fig 299
Fig 301.
Fig 302
Fig 306.
Fig 309
Fig 313.
Fig 314.
Fig 315
Fig 316

Fig. 319

Fig. 327

Fig. 328

Fig. 320

Fig. 329

Fig. 330

Fig. 334

Fig. 339

Fig. 342

Fig. 348

QC 21 .L23 1837 C.1
Cours de physique de l'Ecole p
Stanford University Libraries
3 6105 030 434 463

4/-

DATE DUE

TIMOSHENKO COLLECTION
IN HOUSE USE ONLY

STANFORD UNIVERSITY LIBRARIES
STANFORD, CALIFORNIA 94305-6004



